

ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE

506

NUMERO D'ENREGISTREMENT
AU C.N.R.S.

A. O. 3282

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Jacques POTTIER

PREMIÈRE THÈSE

UNE NOUVELLE STRUCTURE ACCÉLÉRATRICE D'IONS LOURDS

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 5 juin 1969 devant la commission d'examen

MM. P. GRIVET

Président

F. BERTEIN

A. SEPTIER

M. SURDIN

}
Examineurs

ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE

506

NUMERO D'ENREGISTREMENT
AU C.N.R.S.

A. O. 3282

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Jacques POTTIER

PREMIÈRE THÈSE

UNE NOUVELLE STRUCTURE ACCÉLÉRATRICE D'IONS LOURDS

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 5 juin 1969 devant la commission d'examen

MM. P. GRIVET

Président

F. BERTEIN

A. SEPTIER

M. SURDIN

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41552226_0001

Ce travail a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de
Saclay, au Département d'Electronique Générale.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma reconnaissance à tous
ceux qui ont contribué à me former, en premier lieu à mes parents, à
mon père regretté qui, entre autres choses, m'a donné mes premières
leçons d'astronomie à grand renfort d'oranges, de pommes et de noisettes,
à ma mère qui m'a inculqué à force de persévérance une table de multi-
plication à l'égard de laquelle j'étais plutôt rétif, puis à mon premier
instituteur à qui je dois tant et dont, ingrat, j'ai oublié le nom, et enfin
à tous mes maîtres. Parmi ces derniers, je tiens à remercier tout
particulièrement ceux qui m'ont appris non pas simplement à connaître,
mais à penser; Monsieur le Professeur Grivet, qui sait si bien dégager
l'idée directrice même dans une question très touffue, et montrer comment
procéder aux simplifications nécessaires pour aborder un problème, et
qui a accepté de patronner ce travail; Monsieur G. Lehmann, qui a su me
rendre sensible, assez tardivement il est vrai, mais la faute en incombe
à l'élève, aux beautés a priori un peu absconses et rébarbatives de la
thermodynamique et, plus généralement, à l'intérêt de l'expression sous
forme intégrale de bon nombre de lois.

Je veux également exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur Surdin, auprès de qui j'ai réellement appris mon métier ainsi qu'une certaine façon de penser, avec une grande curiosité d'esprit, et qui m'a engagé à entreprendre cette étude et à Monsieur le Professeur Bertein, qui a bien voulu examiner ce travail et faire partie du jury.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Septier, rapporteur de cette Thèse, ainsi que Monsieur Lapostolle, qui en a assuré avec beaucoup de soins la relecture. Envers tous deux, je me sens redevable de beaucoup, tant pour les conseils qu'ils m'ont prodigués que pour les très fructueux entretiens qu'ils m'ont accordés.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Debiesse, Directeur du C.E.N.S., ainsi que Monsieur Doireau, qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Enfin je serais impardonnable d'oublier Monsieur J. P. Gueguen dont l'assistance m'a été particulièrement précieuse, et qui, non seulement a assumé, à lui seul, et avec un grand dévouement, toute la réalisation de cette étude, mais encore a suggéré une bonne part des solutions apportées aux problèmes techniques qui se sont posés.

TABLE DES MATIERES.

	N° des pages
INTRODUCTION.	1
1. L'ACCELERATION LINEAIRE.	3
1 - 1. Principe	3
1 - 2. Stabilité dans les accélérateurs à ondes progressives	7
1 - 3. Stabilité dans les accélérateurs à ondes stationnaires à tubes de glissement	18
2. LA FOCALISATION.	27
2 - 1. Focalisation par un mécanisme analogue à celui des lentilles électrostatiques	27
2 - 2. Focalisations radiale et longitudinale alternées	31
2 - 3. Focalisation par grille	32
2 - 4. Focalisation électrostatique à grilles	38
2 - 5. Autres procédés de focalisation	41
3. DIMENSIONNEMENT DES ACCELERATEURS LINEAIRES	43
3 - 1. Equation aux dimensions	43
3 - 2. Impédance shunt. Impédance shunt linéique	45
3 - 3. Impédance shunt effective	47
3 - 4. Choix de la phase synchrone ϕ_s	52
3 - 5. Rayon a du faisceau	53
3 - 6. Choix de l'angle d'ouverture électrique θ	55
3 - 7. Capacité C d'un intervalle d'accélération	56
3 - 8. Champ moyen maximal	59
3 - 9. Intensité maximale du faisceau	59

1.	ETUDE COMPARATIVE DE QUELQUES STRUCTURES	63
4 - 1.	Généralités sur les structures accélératrices	63
4 - 2.	Types de structures	65
4 - 3.	Structures à ligne (type a)	70
4 - 4.	Structures à cavités résonnant sur un mode T E (type b)	94
4 - 5.	Structures du type c (cellules associées en série, E longitudinal)	105
4 - 6.	Structures du type d (filtre passe haut)	110
4 - 7.	Structures hélicoïdales	120
4 - 8.	Comparaison des différentes structures	126
5.	MISE EN OEUVRE DU GUIDE T. E.	133
5 - 1.	Domaine d'utilisation	133
5 - 2.	Formes de réalisations pratiques possibles	144
6.	ACCELERATEUR EXPERIMENTAL.	155
6 - 1.	Conception générale	155
6 - 2.	Calcul de la structure	158
6 - 3.	Construction de la structure	165
6 - 4.	Mesures de la structure	173
6 - 5.	Stabilité de phase	177
6 - 6.	Focalisation	178
6 - 7.	Système haute fréquence	186
6 - 8.	Injecteur	193
6 - 9.	Résultats obtenus	196
	CONCLUSION.	205
	ANNEXES.	
I.	Comparaison entre les forces de Laplace et de Coulomb	211
II.	Pertes dans les inductances.	217
III.	Générateur de dérivées partielles.	229

INTRODUCTION.

Ce travail a été entrepris en 1957, à l'occasion d'une étude comparative entre différents types d'accélérateurs d'ions lourds, préalable au choix d'une telle machine par une équipe de physiciens du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay /1/.

C'est alors que nous avons conçu une structure qui présente un certain nombre d'avantages par rapport à la structure classique d'Alvarez pour les protons, les deutons et tout particulièrement les ions lourds dans le domaine des énergies inférieures à environ 10 MeV par nucléon /2/:

- Impédance-shunt fortement améliorée,
- Réalisation mécanique facilitée (dimensions plus petites, structure plus rigide, refroidissement plus facile),
- Energie réactive plus faible (donc temps de remplissage plus courts, claquages moins destructifs).

En vue de vérifier expérimentalement la possibilité de construire des accélérateurs fondés sur ce principe et de voir les difficultés qui peuvent alors être soulevées, nous avons réalisé une petite machine qui accélère des protons à 175 keV ou des deutons à 350 keV.

Ce travail a été complété par l'étude systématique de différentes structures accélératrices qu'on peut imaginer à partir de modèles simples en circuits à constantes localisées.

Les conditions dans lesquelles deux structures peuvent être comparées valablement doivent être précisées. C'est pourquoi il est apparu nécessaire d'explicitier les règles principales qui gouvernent le dimensionnement des accélérateurs linéaires, ce qui implique l'étude générale de l'accélération linéaire.

Tous les calculs ont été effectués en utilisant le système MKSA rationalisé. Sauf indication contraire, les résultats sont aussi exprimés en unités MKSA.

1. L'ACCELERATION LINEAIRE:

1. 1. Principe.

Le principe consiste à accélérer les particules par une onde électrique de haute fréquence dont une des composantes, longitudinale, a pour vitesse de phase la vitesse des particules et paraît donc les accompagner.

Cette idée a été émise pour la première fois par Ising en 1925, puis a conduit aux premières réalisations expérimentales de Wideroe /3/ et surtout de Sloan et Lawrence /4/.

Passant sous silence les travaux relatifs aux accélérateurs à électrons, on peut dire que la première machine réellement utilisable, et qui est en quelque sorte le classique du genre, est celle qui a été réalisée en 1948 à Berkeley par Alvarez et son équipe /5/.

Les électrons atteignent des vitesses relativistes à partir d'énergies de quelques dizaines de keV seulement. Il est alors facile de rendre la vitesse de propagation des ondes dans un guide (en le chargeant capacitivement par exemple) un peu inférieure à la vitesse de la lumière.

Il n'en est pas de même dans le cas des ions, et surtout des ions lourds, pour lesquels on ne retrouve des vitesses relativistes qu'à des énergies supérieures à quelques centaines de MeV.

A des énergies plus basses, seuls des dispositifs tels que des lignes hélicoïdales permettent de réduire suffisamment la vitesse d'une onde progressive, /6, 7, 8, 9/, mais on peut alors utiliser des structures à ondes stationnaires qui sont d'ailleurs en fait les premières à avoir été mises en oeuvre par Wideroe et Sloan et Lawrence. Leur principe est le suivant :

Une particule passe dans une série d'intervalles d'accélération où elle est accélérée par le champ, séparés par des tubes de glissement dont le rôle est de la soustraire à l'influence du champ quand celui-ci est retardateur (figure 1).

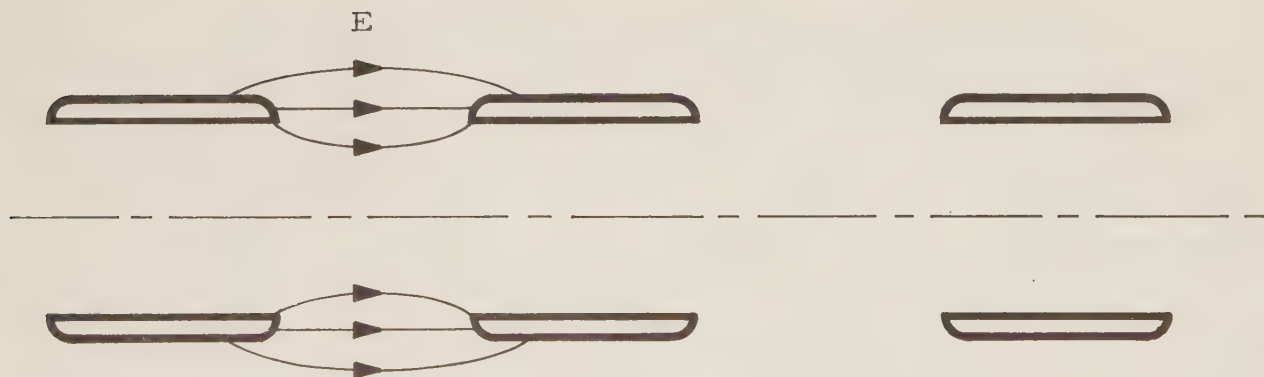


Figure 1. Tubes de glissement.

On peut aussi considérer que l'ensemble des intervalles d'accélération et des tubes de glissement crée des harmoniques d'espace dont l'un se déplace à la même vitesse que la particule et l'accélère, tandis que l'action moyenne exercée par les autres est sensiblement nulle.

Cette façon de voir, moins intuitive que la précédente, peut présenter de l'intérêt dans certains cas (étude des oscillations de phase par exemple).

En fait, on peut utiliser des structures hélicoïdales en régime stationnaire, l'effet moyen de l'onde qui se propage dans le sens inverse de celui de la particule étant nul, et on peut employer des tubes de glissement associés à une structure à onde progressive, et même à une hélice, disposition voisine de celle proposée pour certains tubes amplificateurs à ondes progressives /10/.

Dans ce cas, le déphasage du champ d'un intervalle d'accélération à l'autre peut être quelconque, alors que pour un système à ondes stationnaires, il est π ou 0 qu'on note généralement 2π , ces angles étant définis à $2k\pi$ près. C'est la valeur de ce déphasage qui définit le "mode" de fonctionnement d'une structure.

On peut toutefois imaginer des dispositifs où les tubes de glissement seraient connectés par exemple à des lignes résonnantes

formant un système polyphasé, (figure 2), de sorte que

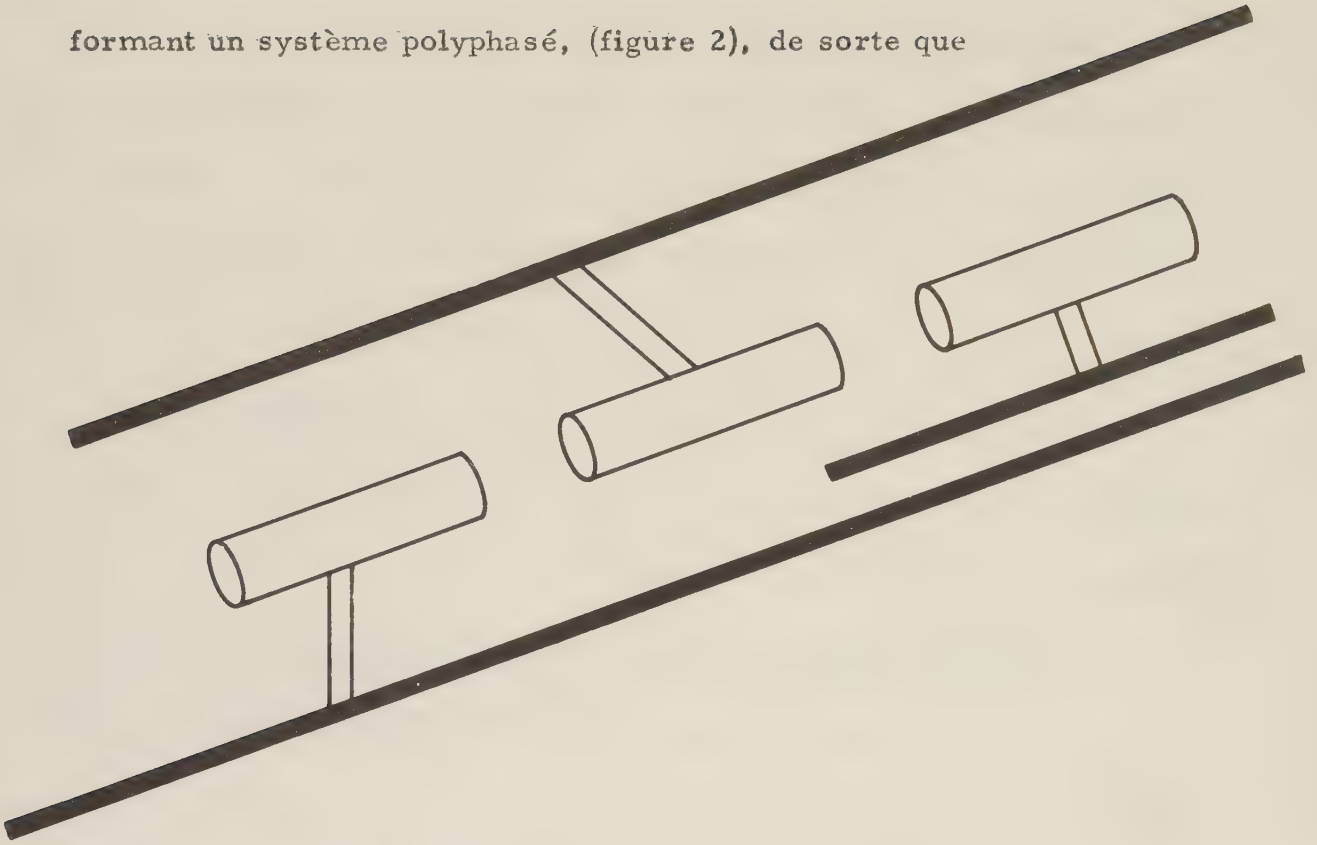


Figure 2. Structure triphasée.

le déphasage entre les intervalles d'accélération successifs serait un sous-multiple de 2π . En fait, il n'apparaît pas que les difficultés de construction et de réglage entraînées par de tels systèmes soient justifiées par des avantages décisifs, et on ne traitera pas ici ce genre de structures.

On s'est particulièrement intéressé aux systèmes à tubes de glissement convenant à des énergies inférieures à quelques dizaines de MeV par nucléon, c'est-à-dire plus spécialement aux accélérateurs d'ions lourds.

Pour que le principe de telles machines soit valable, il faut évidemment que le fonctionnement soit correct non seulement pour une particule idéale (qu'on appelle particule synchrone) qui se trouverait sur l'axe même de la machine et le parcourrait exactement selon la loi horaire prévue, mais encore pour les particules qui s'éloignent dans une certaine mesure de ces conditions.

Il faut donc qu'une particule qui a pris du retard par rapport à la particule synchrone soit accélérée plus énergiquement, et qu'une particule éloignée de l'axe subisse une force de rappel vers celui-ci. C'est ce qu'on appelle respectivement stabilité de phase ou longitudinale et stabilité radiale.

1. 2. Stabilité dans les accélérateurs à onde progressive.

Dans un accélérateur à ondes progressives, la composante longitudinale du champ électrique vue par une particule d'abscisse z à l'instant t peut s'écrire :

$$1.2.1. \quad E_z = E(z) \cos \left(\omega \left(t - \frac{z}{v_s} \right) + \phi_s \right)$$

où : $E(z)$ donne la forme du champ en fonction de l'abscisse,

ω est la pulsation du champ,

v_s est la vitesse de phase au point considéré.

$\phi = \left(\omega \left(t - \frac{z}{v_s} \right) + \phi_s \right)$ est la phase du champ vu par la particule, qu'on appelle souvent (un peu

abusivement) phase de la particule,

ϕ_s est la phase correspondant à la particule synchrone, d'abscisse z_s , à laquelle l'accélérateur imprime un mouvement de loi horaire

$$z_s(t), \text{ tel que : } t - \frac{z_s(t)}{v_s} = 0.$$

On aura parfois avantage à utiliser le rapport $\beta = \frac{v_s}{c}$ de la vitesse de phase du champ à celle de la lumière et à remplacer $\frac{\omega}{v_s}$ par l'expression équivalente $\frac{2\pi}{\beta\lambda}$, où λ est la longueur d'onde dans l'espace libre.

Une particule de phase ϕ est donc soumise au champ $E(z) \cos \phi$ qui lui imprime l'accélération définie par la relation 1.2.2. :

$$1.2.2. \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{q}{m} E(z) \cos \phi$$

En définissant le sens de l'axe des z tel que $q E(z) > 0$,

la particule est effectivement accélérée si :

$$1.2.3. \quad \cos \phi > 0$$

Cette inégalité doit être vérifiée pour la particule synchrone. Pour que la machine puisse accélérer des particules non rigoureusement synchrones, une particule qui présente un petit retard par rapport à la particule

synchrone doit être accélérée plus énergiquement que celle-ci. De façon plus précise, on doit vérifier la condition :

$$\frac{\delta}{\delta t} q E(z) \cos \phi_s > 0$$

ce qui entraîne, compte tenu des équations 1.2.2. et 1.2.3. :

$$1.2.4. \quad \sin \phi_s < 0$$

On doit donc avoir :

$$1.2.5. \quad -\frac{\pi}{2} < \phi_s < 0 \quad (\text{à } 2k\pi \text{ près})$$

En fait, on a intérêt à prendre $\cos \phi_s \approx 1$ tant pour utiliser au mieux le champ électrique que pour minimiser les forces défocalisantes, comme on le verra plus loin.

L'admittance de phase est l'intervalle de phase dans lequel une particule animée au temps zéro de la vitesse synchrone oscille autour de la particule synchrone sans "décrocher" de l'onde accélératrice. On voit facilement sur la figure 3 que les particules qui ont de l'avance de phase ($\phi < \phi_s$) rencontrent des champs qui peuvent être très faibles et même retardateurs.

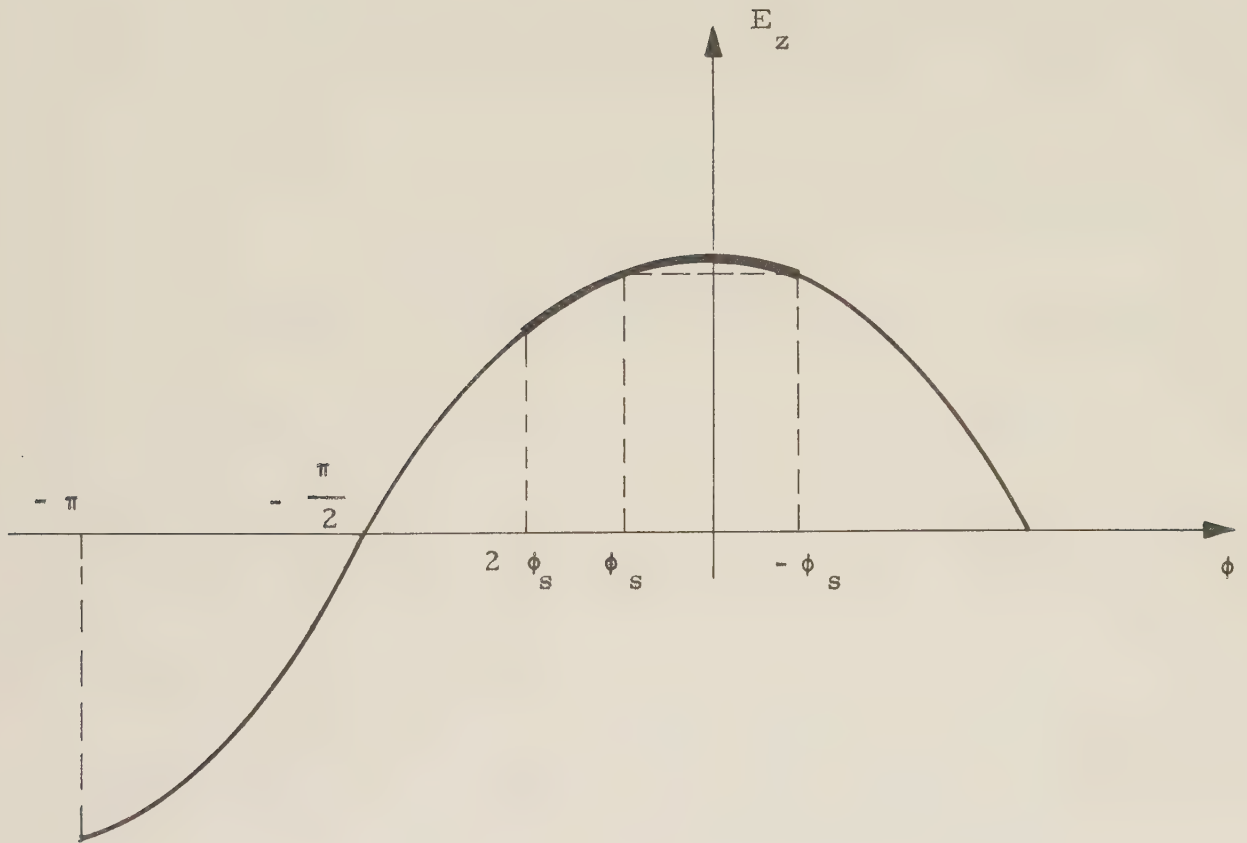


Figure 3. Acceptance de phase.

Il en résulte que, jusqu'à $\phi = -\pi$, ces particules verront leurs phases ramenées vers ϕ_s , qu'elles dépasseront dans leur mouvement d'oscillation. En ce qui concerne les particules qui ont du retard de phase, on voit que jusqu'à $\phi = -\phi_s$ elles sont soumises à une accélération plus énergique. Il est clair que $-\phi_s$ est la borne supérieure de l'intervalle de phase et que c'est par cette extrémité de l'admittance de phase que peut s'effectuer une fuite de particules. La borne inférieure correspond donc à l'élongation maximale des particules

qui, partant de la phase $-\phi_s$, dépassent la phase ϕ_s .

Pour étudier de façon plus précise la stabilité de phase, considérons un système de référence déduit par translation du système fixe, et qui a pour origine l'abscisse z_s de la particule synchrone. La position d'une particule est définie dans ce système par $z_1 = z - z_s$.

On a donc :

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{d^2 z}{dt^2} - \frac{d^2 z_s}{dt^2}$$

soit, compte tenu de l'équation 1.2.2. :

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{q}{m} E(z) (\cos \phi - \cos \phi_s)$$

où d'après l'équation 1.2.1. :

$$\phi - \phi_s = -\frac{\omega z_1}{v_s}$$

Il en résulte que si $E(z)$ varie assez lentement en fonction de z

(ce qui est pratiquement le cas) dans le système mobile la force

$m \frac{d^2 z_1}{dt^2}$ est celle qu'exerce sur la charge le champ dérivant du potentiel P .

$$P = -E(z) \int_{z_0}^{z_1} (\cos \phi - \cos \phi_s) dz_1$$

qu'on peut écrire en fonction de la phase ϕ et en prenant pour des raisons de commodité $P = 0$ en $z_1 = 0$, soit $\phi = \phi_s$.

$$1.2.6. \quad P = \frac{v_s}{\omega} E(z) \left(\sin \phi - \sin \phi_s + (\phi_s - \phi) \cos \phi_s \right)$$

A titre d'exemple, on a tracé la courbe :

$$P = \sin \phi - \sin \phi_s + (\phi_s - \phi) \cos \phi_s, \text{ pour } \phi_s = -22^\circ 5'$$

(ce qui est une valeur voisine de celles habituellement utilisées)(figure 4).

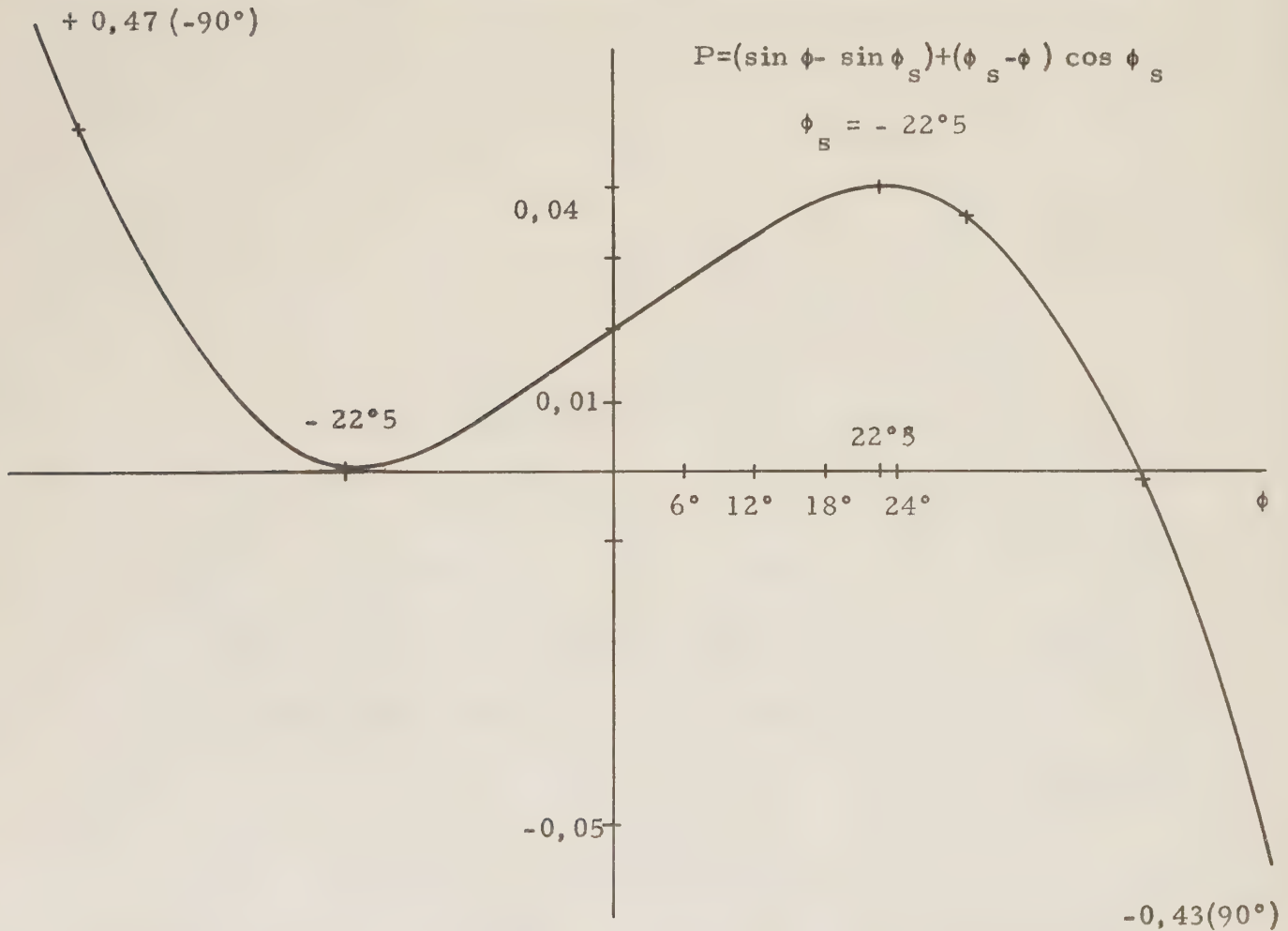


Figure 4. - Stabilité de phase de l'accélération à onde progressive.

Les particules entraînées par l'onde oscillent dans le puits de potentiel dont le fond est situé en ϕ_s . On retrouve bien le fait que les particules ne peuvent aller au delà de $-\phi_s$ sans sortir du puits de potentiel.

On peut voir que l'autre borne, définie par la même énergie potentielle, est légèrement inférieure à $2\phi_s$. Ceci avait déjà été signalé par l'équipe d'Alvarez /5/.

Si les paramètres (v_s , $E(z)$, ϕ_s) varient suffisamment lentement au cours du processus d'accélération (approximation couramment admise), l'hamiltonien $H = \frac{1}{2} m v_1^2 + qP$ est un invariant adiabatique.

Dans le système mobile, l'écart maximal d'énergie cinétique $\frac{1}{2} m v_1^2$ qu'une particule peut présenter par rapport à la particule synchrone est déterminé en prenant la valeur maximale de qP obtenue en faisant $\phi = -\phi_s$ dans l'expression 1.2.6.

On obtient alors :

$$1.2.7. \quad P = 2 \frac{v_s}{\omega} E(z) (\phi_s \cos \phi_s - \sin \phi_s)$$

L'énergie cinétique de chaque particule capturée dans le puits de potentiel, dans le système mobile, oscille entre zéro et une certaine valeur. On voit que si $E(z) = \text{Cte}$ par exemple, la profondeur du puits de potentiel est proportionnelle à v_s . Il en résulte que l'amplitude des

oscillations de phase diminue quand l'énergie augmente. Il est alors possible de rapprocher ϕ_s de zéro au cours de l'accélération. Au contraire, si $v_s E(z) = \text{Cte}$, la profondeur du puits reste constante, et l'angle de la phase synchrone peut au mieux rester constant tout le long de la machine.

On peut alors déduire de l'expression 1.2.7. d'une part l'acceptance en énergie de l'accélérateur (c'est-à-dire la largeur maximale utile du spectre d'énergie des particules injectées pour qu'elles puissent être capturées par le puits de potentiel), d'autre part le spectre d'énergie des particules accélérées.

Dans le système mobile, l'énergie cinétique maximale correspond à la vitesse relative v_1 telle que $\frac{1}{2} m v_1^2 = q P$.

Dans le système de laboratoire, on a

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (v_s + v_1)^2$$

soit pratiquement :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m (v_s^2 + 2 v_s v_1)$$

car on a toujours :

$$v_1 \ll v_s$$

L'écart d'énergie par rapport à celle de la particule synchrone est donc $m v_s v_1$, qu'on peut écrire en posant :

$$\frac{1}{2} m v_s^2 = q P_s$$

$$1.2.8. \quad m v_s v_1 = 2 q (P - P_s)^{1/2}$$

On peut aussi établir la relation suivante :

$$\frac{v_1}{v_s} = \left(\frac{P}{P_s} \right)^{1/2}$$

Comme P est constant, on voit que la largeur du spectre d'énergie est proportionnelle à $P_s^{1/2}$.

On peut enfin évaluer la fréquence des oscillations de phase dans le cas où elles sont de petite amplitude.

On a vu que, dans le système de référence mobile, on a :

$$\frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{q}{m} E(z) (\cos \phi - \cos \phi_s)$$

Si $\phi - \phi_s = \phi_1$ est petit, cette expression peut s'écrire, en remarquant que $z_1 = - \frac{v_s}{\omega} \phi_1$:

$$\frac{v_s}{\omega} \cdot \frac{d^2 \phi_1}{dt^2} = \frac{q}{m} E(z) \phi_1 \sin \phi_s$$

Il en résulte que ϕ_1 subit des oscillations sinusoidales dont la pulsation Ω est :

$$1.2.9. \quad \Omega = \left[\frac{q}{m} E(z) \frac{\omega}{v_s} \sin(-\phi_s) \right]^{1/2}$$

La plupart de ces résultats, notamment les expressions 1.2.6. et 1.2.9., ont déjà été établis, en suivant une formulation un peu différente, par Slater /11/.

Evaluons alors les forces radiales.

En pratique, les champs accélérateurs admettent la symétrie de révolution autour de l'axe. On a imaginé des systèmes où il n'en est pas ainsi, en particulier pour obtenir des effets de focalisation par gradients alternés, /24, 29/, mais en fait, à notre connaissance, aucune de ces propositions n'a encore donné lieu à des réalisations.

Au voisinage de l'axe d'un système de révolution, en négligeant les termes du 3ème ordre et suivant l'équation $\text{div } \vec{E} = 0$ s'écrit :

$$E_r = - \frac{r}{2} \frac{\delta E_z}{\delta z}$$

r étant la distance à l'axe; ce qui donne ici, compte tenu de l'équation 1.2.1.

$$E_r = - \frac{r}{2} \left(\frac{\delta E(z)}{\delta z} \cos \phi + \frac{\omega}{v_s} E(z) \sin \phi \right)$$

où ϕ est la phase du champ pour la particule considérée.

On a déjà admis que dans ce type d'accélérateurs, le module $E(z)$ du champ variait en général lentement en fonction de z . Le terme en $\frac{\delta E(z)}{\delta z}$ est alors négligeable, et on a :

$$1.2.10. \quad E_r \approx - \frac{r \omega}{2 v_s} E(z) \sin \phi$$

En toute rigueur, il faudrait ajouter le terme $\vec{v}_s \times \vec{B}_\theta$ correspondant à la force de Laplace, où B est l'induction magnétique du champ. En fait, ce terme est toujours négligeable devant E_r comme on le montre à l'annexe I. pour des particules non relativistes.

On voit que pour $\sin \phi < 0$ si $qE(z) > 0$ $qE_r > 0$ et il s'exerce sur la particule une force qui tend à l'éloigner de l'axe.

Les conditions de stabilité de phase (ou longitudinale) et de stabilité radiale sont contradictoires.

Il est facile de rendre compte intuitivement de ces résultats :

Pour qu'une particule puisse être entraînée de façon stable par un champ en mouvement, il est clair que le champ doit être plus intense derrière elle que devant, c'est-à-dire que les lignes de force doivent diverger d'arrière en avant, le flux étant conservatif, (figure 5), et il est manifeste que la particule est soumise à une force radiale défocalisante. Il est également clair que la particule se trouvant en avant du maximum de champ, celui-ci présente par rapport à la particule un déphasage compris entre 0 et $-\frac{\pi}{2}$.

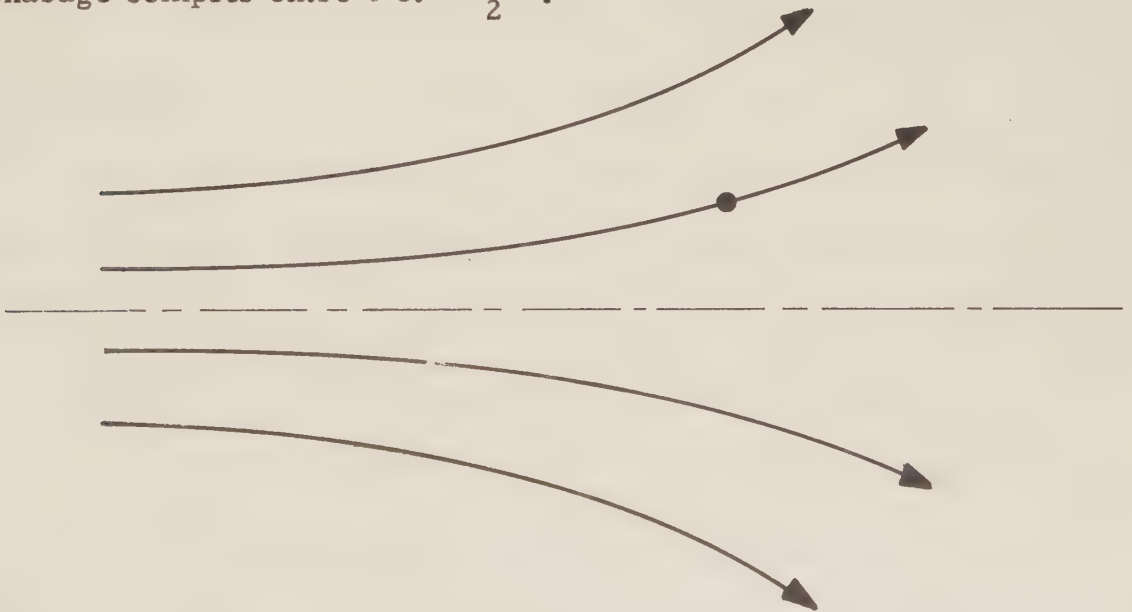


Figure 5. Incompatibilité de la stabilité de phase et de la stabilité radiale.

1.3. Stabilité dans les accélérateurs à ondes stationnaires à tubes de glissement.

On peut considérer, suivant la remarque faite en 1.1. et déjà formulée par Slater /11/, la distribution de champ comme formée de deux systèmes constitués de deux ondes progressives et d'harmoniques de ces ondes se propageant en sens contraire. On peut aussi traiter le problème directement comme le fait par exemple Alvarez /5/.

On utilisera ici l'une et l'autre méthode, selon que l'on s'intéressera soit aux phénomènes locaux, à l'échelle d'un tube de glissement, soit aux effets moyens. On montrera l'existence d'un accélérateur à onde progressive équivalent à l'accélérateur à tubes de glissement.

Contrairement au cas précédent, $E(z)$ est une fonction qui présente alors des variations brusques.

En considérant la répartition du champ dans un intervalle d'accélération et dans les tubes de glissement adjacents (figure 6), on voit que la forme de la courbe représentant la composante longitudinale E_z en fonction de z pour une distance à l'axe r donnée est pratiquement rectangulaire pour r peu inférieur au rayon des trous des tubes de glissement, et s'aplatit en s'étalant quand r diminue.

L'allure de ces courbes est représentée figure 7, où on a également représenté la variation de la composante radiale du champ :

Figure 6. Traversée d'un intervalle d'accélération.

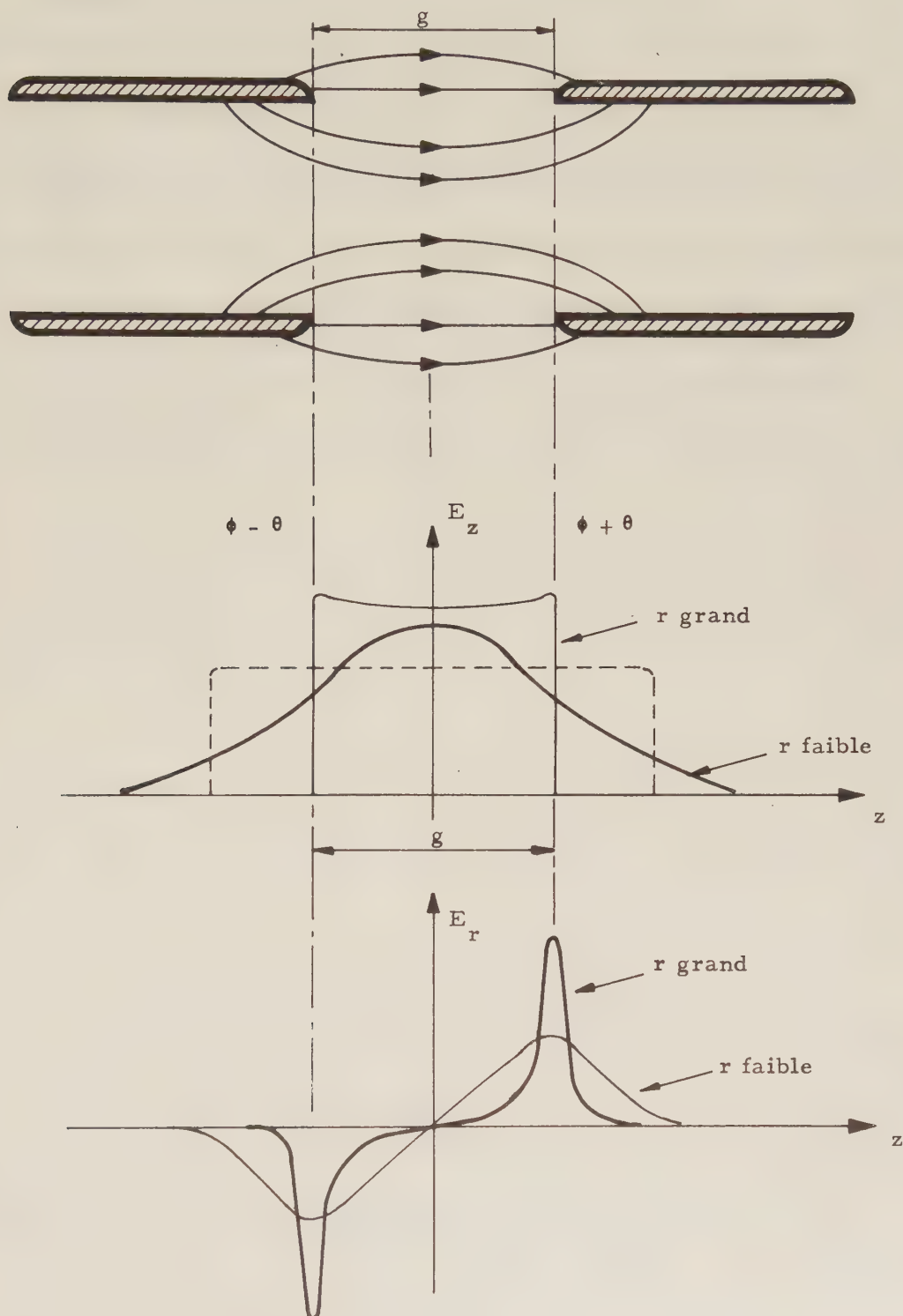


Figure 7. Allures de $E_z(z)$ et de $E_r(z)$ selon la distance à l'axe.

$$E_r = - \frac{r}{2} \frac{\delta E_z}{\delta z}$$

Nous admettrons néanmoins en première approximation que la forme rectangulaire reste valable. On pourrait d'ailleurs avoir une meilleure représentation en considérant le rectangle en pointillé, de même surface, mais moins haut et plus large. Les conditions de validité de ces approximations seront discutées plus loin (paragraphe 3.3.).

On peut alors faire les hypothèses simplificatrices suivantes : le champ $E(z)$ est nul à l'intérieur des tubes de glissement et constant dans un intervalle d'accélération donné, la variation relative de vitesse de la particule est faible, de sorte que si ϕ est la phase moyenne dans l'intervalle d'accélération de largeur g , elle est $\phi + \theta_1$ en un point courant et $\phi - \theta$ à l'entrée, $\phi + \theta$ à la sortie (figure 6).

Les structures des champs ayant alors une périodicité $\beta \lambda$ (Mode 2π) ou $\frac{1}{2} \beta \lambda$ (Mode π), il est plus naturel de prendre $\frac{2\pi}{\beta \lambda}$ comme expression de $\frac{\omega}{v_s}$.

En reprenant les mêmes notations que pour l'équation 1.2.1.

on a alors :

$$dz = \frac{\beta \lambda}{2\pi} d\theta_1$$

et l'énergie gagnée dans l'intervalle d'accélération, que nous noterons

$2 \Delta W$, est

$$2 \Delta W = \frac{\beta \lambda}{2\pi} q E \int_{-\theta}^{+\theta} \cos(\phi + \theta_1) d\theta_1$$

soit :

$$2 \Delta W = \frac{\beta \lambda}{\pi} q E \sin \theta \cos \phi$$

ou

$$2 \Delta W = \frac{z v_s}{\omega} q E \sin \theta \cos \phi$$

En remarquant que la largeur de l'intervalle d'accélération

est $g = \frac{\beta \lambda}{\pi} \theta$ on peut faire apparaître le facteur de temps de transit $\frac{\sin \theta}{\theta}$ ainsi que la tension $U = gE$ aux bornes de l'intervalle d'accélération (grandeur qui a ici un sens physique, cet intervalle étant petit devant la longueur d'onde en espace libre); on obtient alors :

$$1.3.1. \quad 2 \Delta W = q U \frac{\sin \theta}{\theta} \cos \phi$$

On exprimera habituellement U en volts et q en charges électroniques de façon à obtenir ΔW en eV.

Dans le cas où la répartition du champ E n'est pas celle, rectangulaire, supposée ici, on doit introduire un facteur de forme qui sera précisé au paragraphe 3.3.

La condition de stabilité de phase est toujours $\frac{\delta W}{\delta \phi} > 0$, c'est-à-dire encore $\sin \phi < 0$ comme dans un accélérateur à ondes progressives. Il est par ailleurs évident qu'on a intérêt à ce que θ reste relativement petit (inférieur à $\frac{\pi}{4}$ par exemple) pour que le facteur de temps de transit ne soit pas trop inférieur à l'unité.

Alvarez a étudié les oscillations de phase directement /5/.

Nous utiliserons ici la méthode de Slater.

Selon le type d'accélérateur (mode 2π ou mode π), la longueur du pas correspondant à une accélération $2 \Delta W$ est :

$$\lambda\beta \quad \text{ou} \quad \frac{1}{2} \beta\lambda$$

Dans un accélérateur à onde progressive, le gain d'énergie correspondant à la même longueur serait alors respectivement $\beta\lambda qE \cos \phi$ et $\frac{1}{2} \beta\lambda qE \cos \phi$.

En rapprochant ces valeurs de l'expression 1.3.1., on voit que le champ de l'accélérateur à onde progressive conduisant à la même accélération moyenne est respectivement :

$$E_P = \frac{U}{\beta\lambda} \frac{\sin \theta}{\theta} \quad (\text{Mode } 2\pi)$$

1.3.2.

$$E_P = \frac{2U}{\beta\lambda} \frac{\sin \theta}{\theta} \quad (\text{Mode } \pi)$$

et les expressions 1.2.7. et 1.2.8. s'écrivent alors respectivement :

$$P = \frac{U}{\pi} \frac{\sin \theta}{\theta} (\phi_s \cos \phi_s - \sin \phi_s) (\text{Mode } 2\pi)$$

1.3.3.

$$P = \frac{2U}{\pi} \frac{\sin \theta}{\theta} (\phi_s \cos \phi_s - \sin \phi_s) (\text{Mode } \pi)$$

$$\Omega = \frac{\sqrt{2}}{\beta \lambda} \left[\frac{q}{m} \pi U \frac{\sin \theta}{\theta} \sin(-\phi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{Mode } 2\pi)$$

1.3.4.

$$\Omega = \frac{2}{\beta \lambda} \left[\frac{q}{m} \pi U \frac{\sin \theta}{\theta} \sin(-\phi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{Mode } \pi)$$

Etudions maintenant les forces radiales.

La composante radiale du champ est $E_r = - \frac{r}{2} \frac{\delta E_z}{\delta z}$

Evaluons les percussions P_1 , P_2 subies respectivement à l'entrée et à la sortie de l'intervalle d'accélération par un ion se déplaçant à la distance r de l'axe.

Ces percussions sont de la forme :

$$P = q \int_{\Delta z} E_r dt, \quad \text{soit } P = - \frac{r}{2} \frac{q}{v} \int_{\Delta z} \frac{\delta E_z}{\delta z} dz = - \frac{r}{2} \frac{q}{v} \Delta E_z$$

si v est la vitesse de l'ion, ΔE_z le saut de champ électrique longitudinal.

Or, dans les hypothèses considérées (champ nul dans les tubes, champ constant égal à E dans l'intervalle d'accélération).

$$\Delta E_{z1} = E \cos(\phi - \theta) \quad \text{à l'entrée de l'intervalle}$$

$$\Delta E_{z2} = E \cos(\phi + \theta) \quad \text{à la sortie}$$

Les percussions correspondantes sont alors :

$$P_1 = - \frac{r}{2} q \frac{1}{v_1} E \cos (\phi - \theta)$$

1.3.5.

$$P_2 = \frac{r}{2} q \frac{1}{v_2} E \cos (\phi + \theta)$$

v_1 et v_2 étant les vitesses de l'ion à l'entrée et à la sortie de l'intervalle d'accélération.

Nous allons tout d'abord supposer que le gain d'énergie à la traversée de l'intervalle d'accélération est petit par rapport à l'énergie déjà acquise par la particule. La variation relative de l'énergie cinétique est donc faible. Si on suppose que la trajectoire est sensiblement parallèle à l'axe à l'entrée, elle le reste : r est donc constant, à l'échelle d'un intervalle d'accélération. De même les vitesses v_2 et v_1 sont pratiquement égales à une même vitesse v_s , celle de la particule synchrone. En sommant membre à membre les équations 1.3.5., on obtient alors la percussion totale P .

$$1.3.6. \quad P = - r \frac{q}{v_s} E \sin \phi \sin \theta$$

La condition de stabilité de phase, $\sin \phi < 0$, entraîne donc $P > 0$ pour $r > 0$, c'est-à-dire l'instabilité radiale.

On peut évaluer le champ radial moyen $\overline{E_r}$:

$$\overline{E_r} = fP$$

f étant la fréquence des percussions,

$$\text{soit } f = \frac{\omega}{2\pi} \quad \text{pour le mode } 2\pi$$

$$f = \frac{\omega}{\pi} \quad \text{pour le mode } \pi$$

On obtient ainsi :

$$\overline{E_r} = -r \frac{q}{v} \frac{\omega}{2\pi} E \sin\phi \sin\theta \quad (\text{Mode } 2\pi)$$

Faisons encore apparaître la différence de potentiel U aux bornes de l'intervalle d'accélération de largeur $\frac{\beta\lambda}{\pi} \theta$.

On trouve :

$$\overline{E_r} = -r \frac{\omega}{2v} \frac{U}{\beta\lambda} \frac{\sin\theta}{\theta} \sin\phi$$

$$\text{Il apparaît le terme } \frac{U}{\beta\lambda} \frac{\sin\theta}{\theta} = E_p$$

correspondant au champ de l'accélérateur à onde progressive équivalent

1.3.2., et en remplaçant v par $\frac{\beta\lambda\omega}{2\pi}$, on trouve :

$$1.3.7. \quad \overline{E_r} = - \frac{\pi r}{\beta\lambda} E_p \sin\phi$$

expression de même forme que l'équation 1.2.10 puisque $\frac{\pi}{\beta\lambda} = \frac{\omega}{2v_s}$.

On vérifie immédiatement qu'il en est de même pour le mode π .

Il est donc parfaitement justifié moyennant l'hypothèse considérée (faible accroissement relatif d'énergie par intervalle d'accélération) de remplacer la distribution de champ de l'accélérateur à ondes stationnaires à tubes de glissement par l'accélérateur à onde progressive équivalent

dont le champ est défini par les relations 1.3.2. en ce qui concerne la dynamique des particules.

Il peut paraître surprenant que l'on retrouve les mêmes résultats que pour l'accélérateur à onde progressive alors que l'hypothèse fondamentale dans l'étude de ce dernier, selon laquelle $\frac{\delta E(z)}{\delta z}$ reste toujours petit, n'est absolument pas vérifiée. C'est qu'en réalité elle l'est bien pour $E_1(z)$, le terme fondamental de la décomposition en harmoniques d'espace qui est le seul à apporter une contribution moyenne non nulle.

En conclusion, on voit que les conditions de stabilité radiale et de stabilité de phase sont toujours incompatibles. La stabilité de phase ne pouvant évidemment être assurée que par le processus d'accélération lui-même, la stabilité radiale ou focalisation devra être obtenue par des dispositifs auxiliaires.

2. LA FOCALISATION.

2.1. Focalisation par un mécanisme analogue à celui des lentilles électrostatiques.

Au paragraphe 1.3., nous avons explicitement négligé les effets du second ordre dus aux variations de la vitesse et de la distance à l'axe de la particule. On peut raisonner par analogie avec une lentille électrostatique à trois électrodes, les électrodes terminales étant au même potentiel, l'électrode centrale étant portée à un potentiel tel que le champ ralentisse les particules dans le premier espace interélectrodes, les réaccélère dans le second. Il en résulte deux effets : le premier est l'effet différentiel dû aux variations de vitesses de la particule, qui fait qu'elle reste plus longtemps soumise au champ focalisant au voisinage de l'électrode centrale qu'aux champs défocalisants au voisinage des électrodes extrêmes. Le second est la variation de la distance à l'axe : si on considère une trajectoire sensiblement parallèle à l'axe à l'entrée du système, sa distance à l'axe est plus faible dans les zones défocalisantes que dans les zones focalisantes. C'est d'ailleurs le premier de ces effets qui est le plus important, comme cela a été montré par Grivet /12/.

Ici, ces deux effets contribuent à ce que la percussion totale subie au passage d'un intervalle d'accélération soit inférieure à la valeur définie par l'expression 1.3.6. En effet, d'une part la vitesse v_2 est supérieure à la vitesse v_1 , d'autre part, si on considère une trajectoire sensiblement parallèle à l'axe à l'entrée de l'intervalle d'accélération, la percussion subie à l'entrée rapproche la particule de l'axe, et la distance à l'axe r_2 à la sortie est inférieure à la distance r_1 ce qui diminue la seconde percussion.

Cette possibilité de focalisation a été signalée depuis longtemps par Alvarez /5/, Slater /11/, Nageotte /13/.

Pour obtenir de tels effets, il est clair que la variation relative de l'énergie cinétique au passage d'un intervalle d'accélération ne doit pas être très faible. Dans ce cas, l'équation différentielle définissant le mouvement dans l'intervalle d'accélération ne s'intègre pas facilement même approximativement /14, 15/. C'est pourquoi nous chercherons à utiliser des relations sous forme intégrale, et à nous attacher à une représentation temporelle plutôt que spatiale.

La lentille correspondant à l'entrée de l'intervalle d'accélération est convergente. Celle correspondant à la sortie est divergente.

On ne peut pas utiliser simplement les lois de l'optique géométrique pour déterminer les conditions de convergence du système ainsi formé. En effet (figure 8), la trajectoire dans l'intervalle d'accélération est courbée, à cause de l'accroissement de la composante longitudinale de l'énergie cinétique au cours de l'accélération.

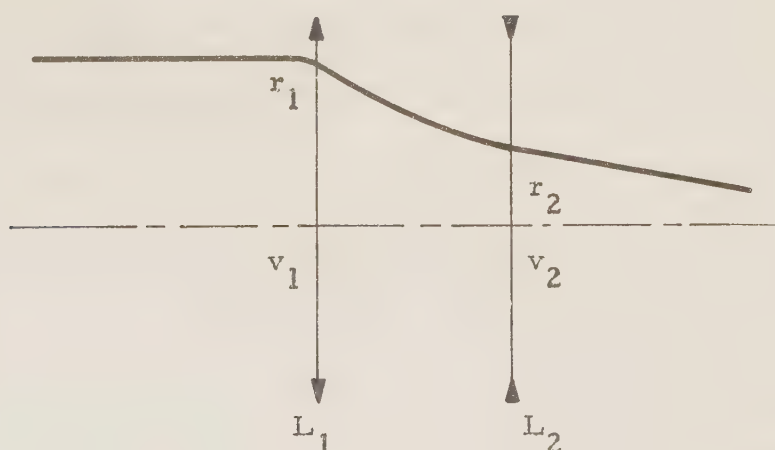


Figure 8. - Trajectoire d'une particule traversant un intervalle d'accélération.

Pour évaluer les caractéristiques du système optique ainsi constitué, considérons une particule qui arrive selon une trajectoire parallèle à l'axe. Elle subit une percussio n :

$$P_1 = - \frac{r_1}{2} \frac{q}{v_1} E \cos (\phi - \theta)$$

Calculons alors la percussio n P_2 à la sortie, qui aura lieu à une distance à l'axe $r_2 < r_1$ et à une vitesse $v_2 > v_1$.

La vitesse radiale à la sortie de la lentille L_1 est :

$$v_{r1} = - \frac{r_1}{2} \frac{q}{m} \frac{1}{v_1} E \cos (\phi - \theta)$$

la traversée de l'intervalle dure $\frac{2 \theta}{2 \pi} T = \frac{2 \theta}{\omega}$ T étant la période du champ H.F. $T = \frac{2 \pi}{\omega}$.

Il en résulte :

$$r_2 - r_1 = - \frac{q}{m} \frac{\theta}{\omega} \frac{r_1}{v_1} E \cos (\phi - \theta)$$

qu'on peut écrire :

$$r_2 = r_1 \left(1 - \frac{q}{m} \frac{\theta}{\omega} \frac{E}{v_1} \cos (\phi - \theta) \right)$$

La percussio n P_2 est alors :

$$P_2 = \frac{r_1}{2} \left(1 - \frac{q}{m} \frac{\theta}{\omega} \frac{E}{v_1} \cos (\phi - \theta) \right) \frac{q}{v_2} E \cos (\phi + \theta)$$

Evaluons alors v_2 .

La percussion longitudinale subie est, en reprenant les notations déjà utilisées au paragraphe 1.3 :

$$P = \frac{q E}{\omega} \int_{-\theta}^{+\theta} \cos(\phi + \theta_1) d\theta_1$$

soit :

$$P = q E \frac{2}{\omega} \sin \theta \cos \phi$$

et l'accroissement de vitesse longitudinale est :

$$\Delta v_1 = \frac{q}{m} E \frac{2}{\omega} \sin \theta \cos \phi$$

Il est alors commode d'écrire le second terme entre crochets

de P_2 sous la forme :

$$\frac{q}{m} \frac{\theta}{\omega} \frac{E}{v_1} \cos(\phi - \theta) = \frac{1}{2} \frac{\Delta v_1}{v_1} \frac{\theta}{\sin \theta} \frac{\cos(\phi - \theta)}{\cos \phi}$$

La percussion totale s'écrit alors :

$$P = \frac{r_1 q E}{2 v_1} \left\{ \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta v_1}{v_1} \frac{\theta}{\sin \theta} \frac{\cos(\phi - \theta)}{\cos \phi} \right) \frac{\cos(\phi + \theta)}{(1 + \frac{\Delta v_1}{v_1})} - \cos(\phi - \theta) \right\}$$

La condition de convergence est que l'expression entre accolades soit négative, soit :

$$\frac{\Delta v_1}{v_1} > \frac{\cos(\phi + \theta) - \cos(\phi - \theta)}{\cos(\phi - \theta) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\theta}{\sin \theta} \frac{\cos(\phi + \theta)}{\cos \phi} \right)}$$

On a effectué ce calcul tout d'abord pour une particule synchrone en supposant $\phi_s = -22^\circ 5$ $\theta = 22^\circ 5$

On trouve $\frac{\Delta v_1}{v_1} > 0,138$, ce qui correspond à un accroissement d'énergie cinétique relatif de 0,3.

Dans le cas choisi, en réalité les particules peuvent osciller dans l'intervalle de stabilité de phase jusqu'à $\phi = 2 \phi_s$, comme on l'a vu au paragraphe 1.2.

Dans ce cas, $\phi + \theta = -22^\circ 5$, $\phi - \theta = -67^\circ 5$

et on doit avoir $\frac{\Delta v_1}{v_1} > 0,85$, ce qui correspond à une multiplication de l'énergie cinétique par 3,4 à la traversée de l'intervalle d'accélération.

On voit que l'intérêt pratique des effets du second ordre est très réduit.

Ils ne peuvent être réellement mis à profit que dans des systèmes comportant un seul intervalle d'accélération, comme nous avons pu le constater lors d'une réalisation antérieure /16/, ou à la rigueur deux intervalles.

2.2. Focalisations radiale et longitudinale alternées.

Les conditions de stabilité de phase et de stabilité radiale étant contradictoires, il est naturel de chercher à transposer dans l'espace de phase (ϕ, r) le principe de la focalisation par gradients alternés /17,18,19/.

Le principe est théoriquement correct, mais les précisions électriques et mécaniques requises apparaissent prohibitives.

2. 3. Focalisation par grilles.

Alvarez et son équipe ont résolu le problème de l'instabilité radiale dans leur machine en plaçant des grilles à l'entrée des tubes de glissement /5/.

Si cette grille blindait parfaitement l'intérieur du tube contre le champ, la composante radiale défocalisante serait nulle, et la percussion P_2 des expressions 1. 3. 5. serait annulée (figure 9). En fait la grille n'est pas parfaite, et cette composante est seulement plus ou moins atténuée. La grille est faite de ruban métallique (en tungstène généralement, de façon à permettre une bonne tenue au bombardement ionique). Le plan du ruban est parallèle à l'axe, de façon à offrir une bonne transparence au faisceau, et la largeur du ruban suffisante pour que, d'une part le champ au voisinage du ruban ne soit pas trop important et que, d'autre part, le blindage soit assez efficace.

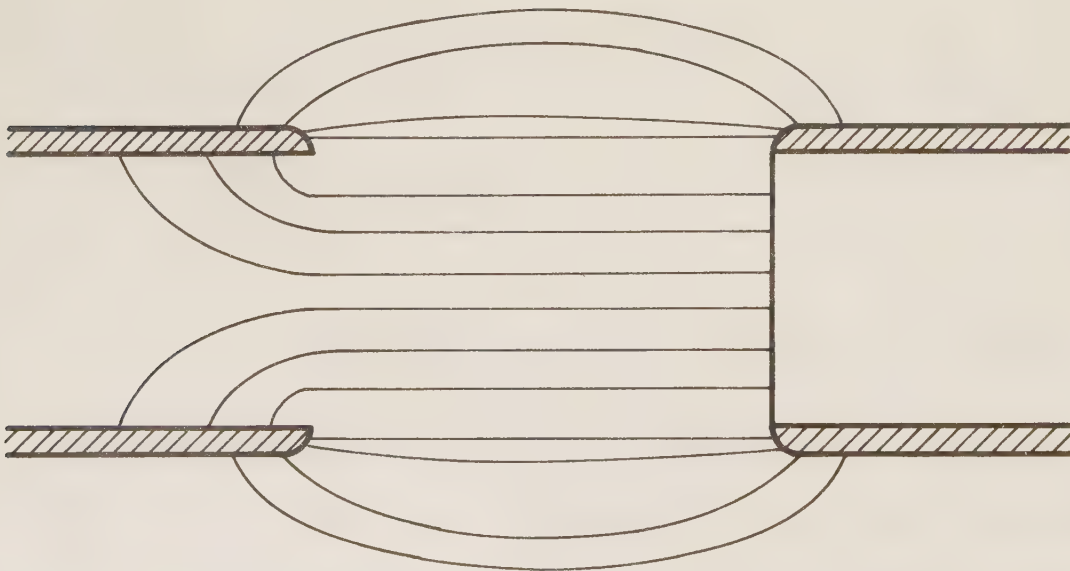


Figure 9. - Focalisation par grille.

Ce procédé de focalisation, qui a été le premier à être employé, conserve beaucoup d'intérêt surtout pour les particules lourdes et à l'entrée des accélérateurs. En effet, dans ce cas d'une part les forces radiales sont importantes (elles sont inversement proportionnelles à la vitesse, toutes choses égales par ailleurs), d'autre part, les tubes de glissement sont courts, et donc leur diamètre intérieur doit être petit.

La plupart des autres procédés de focalisation proposés, volumineux, exigent des tubes de glissement inutilement gros, donc de créer du champ dans un volume beaucoup plus grand que celui nécessaire à l'accélération du faisceau, ce qui abaisse fortement le rendement de la machine.

La focalisation par grilles a fait l'objet d'études approfondies /20, 21/, exposées de façon détaillée pour la première fois dans un article de Smith et Gluckstern /22/.

Nous allons retrouver de façon très rapide l'essentiel des résultats obtenus à partir des expressions 1.3.5.

Dans le cas d'une grille parfaite, seule est subie la percussion :

$$2.3.1. \quad P_1 = - \frac{r}{2} \frac{q}{v} E \cos (\phi - \theta)$$

Le système sera toujours focalisant tant que $\phi - \theta > - \frac{\pi}{2}$.

Comme au cours des oscillations de phase ϕ peut atteindre des valeurs voisines de $2\phi_s$ (paragraphe 1.2.), pour ne pas perdre sur l'intervalle de phase admissible, on devrait avoir :

$$2.3.2. \quad 2\phi_s - \theta > - \frac{\pi}{2}$$

Reprenant l'expression 2.3.1., pour une particule voyageant à la distance r de l'axe, la force moyenne exercée sera $\overline{f} = Pf$, f étant la fréquence des percussions $\frac{\omega}{2\pi}$ (mode 2π) ou $\frac{\omega}{\pi}$ (mode π). En remarquant que $\frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\beta\lambda}$, on obtient alors :

$$\overline{f} = - \frac{r}{2} \frac{1}{\beta\lambda} q E \cos(\phi - \theta) \quad (\text{mode } 2\pi)$$

2.3.3.

$$\overline{f} = - r \frac{1}{\beta\lambda} q E \cos(\phi - \theta) \quad (\text{mode } \pi)$$

et on peut considérer que cette force est due à un champ électrique moyen appliqué à la charge q , dérivé du potentiel U tel que :

$$U = \frac{r^2}{4\beta\lambda} E \cos(\phi - \theta) \quad (\text{mode } 2\pi)$$

2.3.4.

$$U = \frac{r^2}{2\beta\lambda} E \cos(\phi - \theta) \quad (\text{mode } \pi)$$

Dans le cas où $\theta = \frac{\pi}{4}$, pour un accélérateur fonctionnant sur le mode 2π , on trouve :

$$U = \frac{r^2}{4\beta\lambda} E \frac{\sqrt{2}}{2} (\cos\phi + \sin\theta)$$

expression identique à celle indiquée par Smith et Gluckstern, qui, eux, l'ont exprimée en fonction du champ moyen dans l'accélérateur, égal à $\frac{E}{4}$ pour $\theta = \frac{\pi}{4}$.

Dans le cas général, où la grille ne constitue pas un blindage parfait, on peut définir et utiliser la notion de transparence k de la grille au champ,

où $k = 0$ pour une grille parfaite, $k = 1$ en l'absence de grille.

L'ensemble du tube de glissement aval et de la grille constitue une cage de Faraday.

Considérons tout d'abord le cas d'une grille idéale (mailles très fines par rapport au diamètre). La grille étant pratiquement équipotentielle, le champ électrique est normal à sa surface en son voisinage (à une distance de l'ordre de la maille). Si à l'extérieur de la cage on induit le champ E , au voisinage de la grille et à l'intérieur, on observe le champ kE , toujours essentiellement normal à la grille mais atténué. Nous appellerons k la transparence de la grille au champ.

Les lignes de force de ce champ s'épanouissent ensuite à l'intérieur du tube de glissement, dans un domaine libre de charges, où l'équation $\text{div } E = 0$ est encore vérifiée.

Il en résulte que, si la première percussion radiale est inchangée pour une même différence de potentiel entre tubes de glissement, la seconde est multipliée par k .

On a alors :

$$P_1 = - \frac{r}{2} \frac{q}{v} E \cos (\phi - \theta)$$

2.3.5.

$$P_2 = k \frac{r}{2} \frac{q}{v} E \cos (\phi + \theta)$$

La percussion subie à la traversée même de la grille a un sens qui dépend de la position de la trajectoire par rapport à la maille. Sensiblement nulle au centre d'une maille, son maximum est voisin de $\frac{m}{4} \frac{q}{v} E \cos (\phi + \theta)$ si m est la dimension de la maille. Nous la négligerons ici.

Il est alors clair que pour obtenir la convergence on devra vérifier l'inégalité suivante :

$$2.3.6. \quad \cos(\phi - \theta) > k \cos(\phi + \theta)$$

$\cos(\phi + \theta)$ est toujours voisin de 1.

Pour $k = \frac{1}{2}$ (transparence approximative des grilles habituellement utilisées) on trouve donc $\phi - \theta > -60^\circ$. Dans le cas de la première machine d'Alvarez, $\theta = 45^\circ$, on devrait donc avoir $\phi > -15^\circ$. Or, on a trouvé expérimentalement que la phase stable était effectivement limitée à -15° environ.

En additionnant membre à membre les égalités 2.3.5., on trouve la percussion totale :

$$2.3.7. \quad P = -q \frac{r}{2v} E \left[(1-k) \cos \phi \cos \theta + (1+k) \sin \phi \sin \theta \right]$$

Cette méthode, plus intuitive et moins rigoureuse que celle développée par Smith et Gluckstern, conduit à une expression de même forme que celle donnée par ces derniers et semble donc justifiée.

On pourra, de même que dans le cas d'une grille parfaite, considérer que la particule voyage dans un puits de potentiel :

$$U = \frac{r^2}{4\beta\lambda} E \left[(1-k) \cos \phi \cos \theta + (1+k) \sin \phi \sin \theta \right] \quad (\text{mode } 2\pi)$$

$$2.3.8. \quad U = \frac{r^2}{2\beta\lambda} E \left[(1-k) \cos \phi \cos \theta + (1+k) \sin \phi \sin \theta \right] \quad (\text{mode } \pi)$$

et dans le système mobile, l'hamiltonien $H = \frac{1}{2} m v_r^2 + q U$ pourra encore être considéré comme un invariant adiabatique, ce qui nous définira les limites admissibles de l'énergie cinétique transversale, donc l'acceptance angulaire de la machine.

De même que précédemment, il sera souvent intéressant d'exprimer E de façon à faire apparaître la tension U aux bornes de l'intervalle d'accélération, comme au paragraphe 1.3. On a $E = \frac{\pi}{\theta} \frac{U}{\beta \lambda}$

Les expressions 2.3.8. s'écrivent alors:

$$U = \frac{r^2 \pi}{4 \beta^2 \lambda^2} \frac{U}{\theta} \left[(1-k) \cos \phi \cos \theta + (1+k) \sin \phi \sin \theta \right] \quad (\text{mode } 2 \pi)$$

2.3.9.

et

$$U = \frac{r^2 \pi}{2 \beta^2 \lambda^2} \frac{U}{\theta} \left[(1-k) \cos \phi \cos \theta + (1+k) \sin \phi \sin \theta \right] \quad (\text{mode } \pi)$$

le champ radial $E_r = - \frac{\delta U}{\delta r}$ s'en déduisant immédiatement, ainsi que la fréquence des oscillations radiales.

Les inconvénients de la méthode apparaissent nettement après cette étude sommaire. L'intervalle de phase pour lequel la stabilité radiale est assurée est faible.

De plus, le champ radial dépend beaucoup de la phase ϕ . Il en résulte qu'une résonance des oscillations radiales peut avoir lieu si la fréquence de l'oscillation de phase est le double de la fréquence d'oscillation radiale.

D'autre part, la divergence du faisceau injecté doit être faible.

Enfin, si la transparence d'une grille pour le faisceau est ρ , la transparence de n grilles sera ρ^n . Même si ρ est très voisin de l'unité, on ne peut pas avoir un grand nombre de grilles sans enregistrer un affaiblissement prohibitif de l'intensité du faisceau.

2.4. Focalisation électrostatique à grilles.

Il semble possible d'éviter les inconvénients les plus sévères présentés par le procédé ci-dessus (faiblesse de l'acceptance de phase et de l'acceptance angulaire) en utilisant des grilles placées à l'intérieur des tubes de glissement et polarisées négativement par rapport à ces derniers (figure 10).

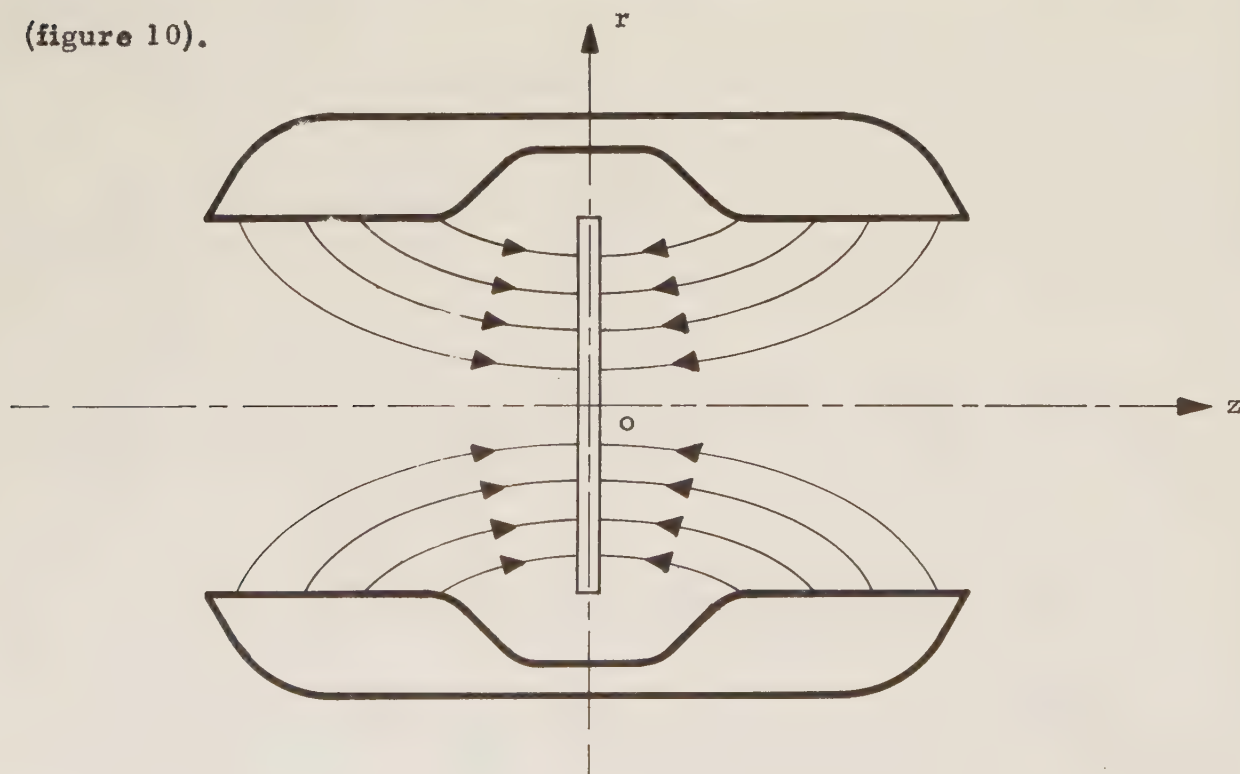


Figure 10. Focalisation électrostatique à grille.

Les forces radiales exercées par de telles lentilles sont indépendantes de la phase, et peuvent toujours contrebalancer les actions défocalisantes dues au processus d'accélération.

Pour évaluer les caractéristiques d'une telle lentille, supposons tout d'abord la grille parfaite (c'est-à-dire définissant une équipotentielle).

Au voisinage de la grille E lui est perpendiculaire.

Considérons tout d'abord (figure 10) l'espace situé à gauche de la grille. Dans les régions où le champ présente une composante radiale, il n'y a pas de charges (puisque celles-ci sont localisées sur la grille et à la surface du tube de glissement). La relation $\text{div } \vec{E} = 0$ est donc vérifiée et $E_r = -\frac{r}{2} \frac{\delta E_z}{\delta z}$. Selon le raisonnement déjà fait pour établir les formules 1.3.5., la percussion radiale subie au passage de chaque moitié de la lentille est

$$P_{1/2} = -\frac{r}{2} \frac{q}{v} E_z$$

E_z étant le champ longitudinal à la surface de la grille. Dans le cas présent, ce champ n'est pas uniforme. Il est facile de voir qu'il est une fonction croissante de r .

Néanmoins, en première approximation, on peut prendre comme ordre de grandeur :

$$E_z = \frac{V}{R}$$

R étant le rayon de la grille.

La percussion totale subie est alors :

$$2.4.1. \quad P = - r \frac{q}{v} E_z$$

On peut rapprocher cette valeur de celles fournies par les expressions 1.3.5. et 2.3.7.

On voit en particulier que si :

$$2.4.2. \quad E_z > E$$

le système total sera toujours focalisant, quels que soient les angles ϕ et θ .

De même, le potentiel U dû à la focalisation sera :

$$2.4.3. \quad U = \frac{r^2}{4 \beta \lambda} E_z \text{ (mode } 2\pi) \text{ ou } = \frac{r^2}{2 \beta \lambda} E_z \text{ (mode } \pi)$$

E_z étant en fait une fonction croissante de r , l'approximation serait meilleure avec une puissance supérieure à 2.

Il serait d'ailleurs possible, dans le cas de tubes de glissement relativement longs par rapport à leur diamètre, d'utiliser des lentilles à grilles telles que celle représentée figure 11, dans laquelle le champ électrique est essentiellement radial et occupe une grande partie du volume utile.

Le principe des lentilles à grille a été exposé pour la première fois par L. Cartan en 1937 /23/. Leur utilisation dans les accélérateurs linéaires a déjà été proposée par M. Y. Bernard /15/.

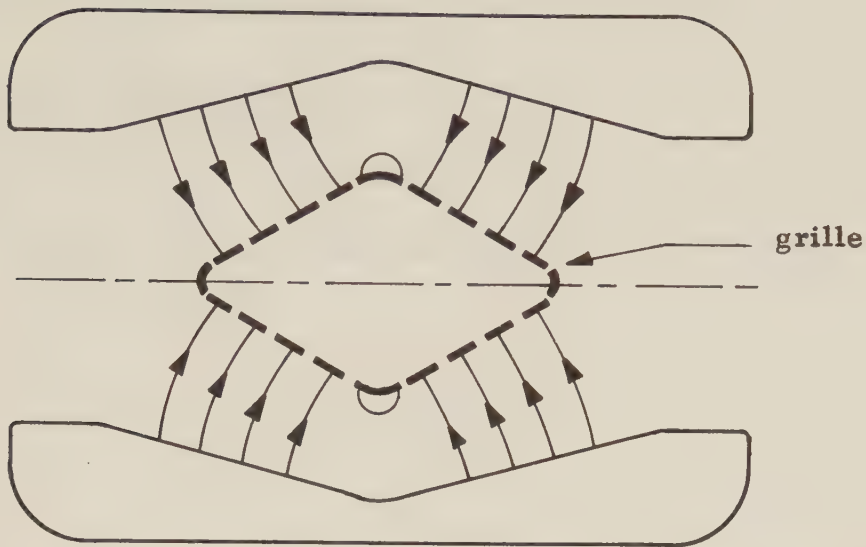


Figure 11. Focalisation par champ électrostatique radial.

2. 5. Autres procédés de focalisation.

Toutes sortes de procédés ont été proposés. On peut en particulier en trouver un grand nombre de cités dans l'ouvrage de Johnsen /6/. En fait, seuls quelques-uns ont fait l'objet d'études véritablement poussées ou ont été effectivement utilisés : la focalisation par champ magnétique solénoïdal /25/, la focalisation électrostatique ou surtout magnétique par gradients alternés, /15, 22, 26, 27, 28/.

Enfin, l'utilisation de champs accélérateurs n'admettant pas la symétrie de révolution a été suggérée à plusieurs reprises, en particulier par Lapostolle, /24/, et par Anisimov et Teplyakov, /29/.

3. DIMENSIONNEMENT DES ACCELERATEURS LINEAIRES.

3.1. Equation aux dimensions.

Comme Slater l'a montré /11/, le gain en énergie que l'on peut obtenir d'un accélérateur, pour des structures homothétiques, est défini par la relation suivante :

$$3.1.1. \quad W = K P^{1/2} L^{1/2} \lambda^{-1/4}$$

où K est un facteur qui dépend du type de la structure choisie.

P est la puissance consommée,

L est la longueur de l'accélérateur,

λ est la longueur d'onde en espace libre.

Pour une structure donnée, il est donc intéressant d'utiliser une longueur d'onde aussi courte que possible, ce qui présente de plus l'intérêt de diminuer les dimensions transversales de l'accélérateur.

Comme on va le voir, c'est le rayon maximal du faisceau, a , qui impose une limite inférieure aux longueurs d'ondes utilisables.

Dans le cas d'un système de révolution, on peut montrer /30, 31/ que la composante longitudinale E_z du champ est de la forme :

$$E_z(z, r, t) = E(z) I_0(\gamma r) e^{j(\omega t - kz)}$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce,

r le rayon vecteur,

ω la pulsation,

k la constante de propagation avec

$$\gamma^2 = k^2 - k_0^2 \quad \text{où} \quad k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

c est la vitesse de la lumière.

Dans le cas considéré ici, où les particules ne sont pas relativistes :

$$k_0^2 \ll k^2 \quad \text{et} \quad \gamma \approx \frac{\omega}{\beta c} \approx \frac{2\pi}{\beta \lambda}$$

Pour qu'une telle structure soit efficace, il est clair que le champ au voisinage de l'axe ne doit pas être notablement inférieur au champ à la surface interne de la structure, de rayon a . On doit donc avoir $I_0(\gamma a) \approx 1$, soit $\gamma a < 1$.

Johnsen a montré de façon précise /6/, que, pour une structure en hélice, on avait intérêt à choisir un rayon a tel que $\gamma a \approx 0,4$, ce qui, pour accélérer un faisceau de rayon a conduit à prendre :

$$3.1.2. \quad \lambda \approx \frac{2\pi a}{0,4\beta} \quad \text{ou} \quad \lambda \approx 16 \frac{a}{\beta}$$

3.2. Impédance shunt, impédance shunt linéique (ou unitaire).

Une particule de charge q suivant une loi de mouvement idéale telle qu'elle passerait en tout point de sa trajectoire à l'instant où le champ électrique accélérateur y atteint sa valeur crête $E(z)$ acquerrait l'énergie :

$$q \int_0^L E(z) dz$$

L'intégrale :

$$3.2.1. \quad V_L = \int_0^L E(z) dz$$

homogène à une différence de potentiels, est analogue à la "tension crête" au sens de l'électrotechnique.

Il est clair que la puissance à haute fréquence P qu'on doit fournir à la structure pour y produire le champ $E(z)$ est proportionnelle au carré de ce champ, donc de V_L .

L'expression :

$$3.2.2. \quad \eta_s = \frac{V_L^2}{P}$$

homogène à une résistance, est appelée impédance shunt.

Il est toutefois nécessaire de remarquer que de nombreux auteurs utilisent pour la définition de l'impédance shunt la relation :

$$\eta_s = \frac{V_L^2}{2P}$$

Les Soviétiques en particulier emploient cette définition

par analogie avec la **résistance d'antirésonance** d'un circuit ou d'une cavité. La définition adoptée n'étant pas toujours clairement indiquée dans les publications, il y a lieu d'y prendre garde.

Pour permettre de comparer aisément les qualités électriques des structures accélératrices on définit l'impédance shunt linéique (ou unitaire). C'est l'impédance shunt Z_s d'une section d'accélérateur de longueur unité :

$$3.2.3. \quad Z_s = \frac{V_L^2}{P_1}$$

Là encore, certains auteurs adoptent la définition :

$$Z_s = \frac{V_L^2}{2 P_1}$$

On voit immédiatement que si Z_s est approximativement constante tout le long d'un accélérateur de longueur L , la tension V_L de l'accélérateur est :

$$3.2.4. \quad V_L = \left(Z_s P L \right)^{1/2}$$

Si, au contraire, Z_s varie notablement, on peut définir une impédance shunt moyenne, $\langle Z_s \rangle$, telle que :

$$3.2.5. \quad V_L = \left(\langle Z_s \rangle P L \right)^{1/2}$$

En rapprochant ces expressions de la relation de Slater, 3.1.1., on voit que Z_s est proportionnelle à $\lambda^{-1/2}$ pour des structures

homothétiques. Les comparaisons d'impédance shunt devront donc se faire compte tenu de la longueur d'onde utilisée.

3.3. Impédance shunt effective.

La définition en est la même que précédemment, mais en considérant l'énergie effectivement gagnée par une particule réelle et non plus idéale. On doit donc alors évaluer l'intégrale :

$$3.3.1. \quad V_{Le} = \int_0^L E(z, r, t) dz$$

en prenant en compte la loi horaire $z(t)$, $r(t)$ du mouvement de la particule considérée.

Considérons tout d'abord le cas d'un accélérateur à ondes progressives.

On a vu (paragraphe 3.1.), qu'à l'intérieur d'un guide d'onde cylindrique la composante longitudinale E_z du champ électrique vérifie la relation :

$$E_z(r) = E_z(0) I_0(\gamma r)$$

Pour des vitesses non relativistes $k_0^2 \ll k^2$ et $\gamma \approx k$

On peut alors écrire :

$$3.3.2. \quad E_z(z, r, t) = I_0\left(\frac{2\pi r}{\beta\lambda}\right) E_z(z, 0, t)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce.

Si on définit l'impédance shunt par sa valeur prise pour $r = a$,

rayon intérieur du guide, et si l'on remarque, conformément à l'expression 1.2.2., que le champ rencontré à tout instant par la particule de phase ϕ_s est $E \cos \phi_s$, on trouve que l'intégrale effective du champ est :

$$3.3.3. \quad V_{Le} = V_L T \cos \phi_s$$

en posant :

$$3.3.4. \quad T = \frac{I_0 \left(\frac{2\pi r}{\beta\lambda} \right)}{I_0 \left(\frac{2\pi a}{\beta\lambda} \right)}$$

Dans le cas d'un accélérateur à ondes stationnaires, la relation 3.3.2. est toujours vraie /20/. Il suffit pour s'en assurer d'imaginer le système d'ondes stationnaires décomposé en ondes progressives de sens opposés et de remarquer que seule la composante dont la vitesse moyenne est égale à la vitesse de la particule a un effet moyen non nul.

Dans un accélérateur à tubes de glissement V_L est évidemment la somme des tensions entre tubes, et on voit immédiatement que, compte tenu du facteur de temps de transit $\frac{\sin \theta}{\theta}$, on a :

$$3.3.5. \quad V_{Le} = V_L T \frac{\sin \theta}{\theta} \cos \phi_s$$

T , défini en 3.3.4. est le facteur dû à la pénétration du champ dans les tubes de glissement évoqué au paragraphe 1.3.

Ces relations ne sont pas valables pour les systèmes de focalisation par grille à l'entrée d'un tube de glissement. En effet, elles

supposent le domaine cylindrique où elles s'appliquent libre de charges et donc de conducteurs.

Dans le cas d'une focalisation par une grille supposée parfaite, on peut considérer que le champ ne pénètre que dans la moitié dépourvue de grille des extrémités des tubes de glissement. Il est donc alors justifié de prendre comme facteur :

$$T_g = \frac{1}{2} (1 + T) \quad /32, 33/$$

Le facteur de forme T étant fonction de la distance à l'axe de la particule, il est clair qu'il ne doit pas prendre des valeurs trop différentes pour les particules qui suivent une trajectoire axiale d'une part et pour les autres particules d'autre part.

Nous avons négligé jusqu'ici les composantes azimutales du mouvement. On peut, en première approximation, négliger ces composantes transversales (dus aux grilles, à la focalisation intense, etc...) imprimées au cours du processus d'accélération si on suppose que celui-ci admet en gros la symétrie de révolution. Le moment angulaire reste donc constant, et la projection du mouvement sur un plan perpendiculaire à l'axe est celle d'un mouvement à force centrale, et qui suit donc la loi des aires.

Il en résulte que, sauf dans le cas de la focalisation solénoïdale, où la projection de la trajectoire sur un plan perpendiculaire à l'axe est sensiblement circulaire, la composante azimutale du mouvement est faible devant la composante radiale, et on peut la négliger. De plus, la fréquence des oscillations radiales est généralement grande devant celle des oscillations

de phase. Il en résulte qu'en ce qui concerne la dynamique des particules on peut valablement affecter à T une certaine valeur moyenne $\overline{T}$ pour une particule donnée.

$$\text{Pour une particule axiale } \overline{T}_0 = T(r=0) = \frac{1}{I_0\left(\frac{2\pi a}{\beta\lambda}\right)}$$

Pour une particule qui, en oscillant, atteint la distance maxima $r = a$ de l'axe, il est clair que $T(r=0) < \overline{T} < 1$. La valeur précise de $\overline{T}$ dépend évidemment de la loi $r(t)$.

$$\overline{T} = \frac{I_0\left(\frac{2\pi r}{\beta\lambda}\right)}{I_0\left(\frac{2\pi a}{\beta\lambda}\right)} \quad \text{Posons } \frac{2\pi r}{\beta\lambda} = x.$$

Le développement en série de $I_0(x)$ est :

$$I_0(x) = 1 + \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} + \dots$$

Ici, I_0 sera toujours voisin de l'unité, et on peut se limiter au terme quadratique.

Supposons que r , et donc x , varient approximativement sinusoidalement en fonction du temps, X étant l'amplitude maximale de x . Alors :

$$\overline{x^2} = \frac{1}{2} X^2 \quad \text{et} \quad \overline{I_0(x)} = 1 + \frac{X^2}{8}$$

$$\text{Il en résulte que : } \overline{T_x} = \frac{1 + \frac{X^2}{8}}{1 + \frac{X^2}{4}}$$

Les angles de phase des particules synchrones ne seront pas les mêmes pour les différentes classes de particules. Si les particules synchrones axiales ont la phase ϕ_s , les autres auront la phase ϕ'_s telle que :

$$T_0 \cos \phi_s = \overline{T} \cos \phi'_s. \text{ Il est évident que } \phi_s \text{ ne doit pas trop différer de } \phi'_s$$

pour accélérer convenablement toutes les particules.

Nous verrons au paragraphe suivant qu'on est habituellement amené à choisir ϕ_s de l'ordre de -15° à $+30^\circ$. Pour fixer les idées, nous prendrons $\phi_s = -15^\circ$ pour les particules axiales et $\phi_s' = -30^\circ$ pour les plus éloignées en moyenne et pour lesquelles l'amplitude des oscillations de r est égale à a , soit $X = \frac{2 \pi a}{\beta \lambda}$.

On a donc : $T_0 \cos 15^\circ = \overline{T} \cos 30^\circ$, où $\frac{\cos 15^\circ}{\cos 30^\circ} = 1,065$

ce qui s'écrit :

$$1,065 \frac{1}{1 + \frac{X^2}{4}} = \frac{1 + \frac{X^2}{8}}{1 + \frac{X^2}{4}}$$

ou $X^2 = 0,52$ et $X = 0,72$.

soit $\frac{2 \pi a}{\beta \lambda} = 0,72$ $\lambda = 8,7 \frac{a}{\beta}$

Pour accélérer dans de bonnes conditions un faisceau de rayon a , moyennant ces hypothèses, on devra donc vérifier l'inégalité :

$$3.3.6. \quad \lambda > 8,7 \frac{a}{\beta}$$

Dans le cas d'un accélérateur à grille parfaite, en admettant

$T_g = \frac{1}{2} (1 + T)$ comme expression du facteur de forme, on trouve :

$$1,065 \times \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{1 + \frac{X^2}{4}} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \frac{X^2}{8}}{1 + \frac{X^2}{4}} + 1 \right)$$

d'où il est facile de tirer $X^2 = 1,2$, soit $\frac{2 \pi a}{\beta \lambda} = 1,1$.

Pour accélérer convenablement les différentes particules dans ce cas, il faut donc vérifier l'inégalité :

$$3.3.7. \quad \lambda > 5,7 \frac{a}{\beta}$$

3.4. Choix de la phase synchrone ϕ_s .

Pour avoir une bonne efficacité du processus d'accélération, on est conduit à prendre $\cos \phi_s$ grand, donc $|\phi_s|$ petit.

Les expressions 1.2.10, 1.3.6., 1.3.7., ainsi que les considérations développées au paragraphe 2.3. montrent qu'un tel choix contribue aussi à simplifier les problèmes de focalisation, surtout dans le cas d'une focalisation par grilles.

Cependant, de trop faibles valeurs de ϕ_s conduisent à des conditions de fonctionnement très critiques. En effet, qu'on fonctionne en régime progressif ou stationnaire, le gain d'énergie par unité de longueur est proportionnel à $\overline{E} \cos \phi_s$. Il en résulte qu'une variation

relative $\frac{\Delta E}{E}$ du champ entraîne une variation relative $\frac{\Delta \phi_s}{\phi_s}$ de la phase synchrone telle que $\frac{\Delta \phi_s}{\phi_s} = \frac{1}{Z} \frac{\Delta E}{E}$ si $\phi_s \ll 1$.

Or, il est difficile d'assurer dans une machine une distribution du champ conforme à la distribution théorique à mieux de quelques centièmes. De plus, le champ n'est jamais très stable pour différentes raisons (fluctuation de la charge présentée par l'accélérateur dues à l'ionisation, à des décharges non disruptives, à des désaccords relatifs de fréquences, et dans le cas d'une machine pulsée, irrégularités du plateau de l'impulsion fournie par le modulateur).

De plus, on a vu au paragraphe précédent que le choix de $|\phi_s|$ très petit implique une valeur de T très voisine de l'unité, c'est-à-dire un diamètre très faible devant la longueur d'onde.

Il en résulte qu'en pratique, on est toujours conduit à prendre $\phi_s < -10^\circ$.

Une valeur pas trop petite de $|\phi_s|$ conduit d'autre part à une acceptance de phase, voisine de $3|\phi_s|$, plus grande, ce qui est très important.

3.5. Rayon a du faisceau.

C'est à l'entrée de l'accélérateur que les caractéristiques du faisceau sont les plus critiques, à cause de la faible valeur de β . En effet, c'est là que :

- 1) le rayon du faisceau doit être le plus petit, à longueur d'onde donnée,
- 2) les tubes sont les plus courts, d'où la difficulté de loger des dispositifs de focalisation efficaces,
- 3) les effets de charge d'espace se font le plus sentir, dans le cas de faisceaux intenses.

Cette partie de l'accélérateur sera d'autant plus facile à construire que l'injecteur fournira un faisceau d'énergie élevée (ce qui accroît β) et de faible émittance (faible rayon et faible divergence, ce qui réduit le travail de la focalisation en diminuant le moment cinétique transversal des

ions injectés).

Il y a donc un compromis à trouver entre la part réservée à l'injecteur et celle revenant à l'entrée de l'accélérateur.

Alvarez, après l'expérience acquise sur la première machine de Berkeley, où la tension de l'injecteur était de 4 MV, conseillait 500 kV comme ordre de grandeur. On peut considérer cette valeur, qui conduit à des valeurs de β voisines de 0,03 pour des protons et de 0,01 pour des ions lourds comme typique pour la plupart des réalisations, avec toutefois une certaine tendance à la diminution /32, 33, 34, 35/.

Les difficultés de focalisation croissent très vite si on diminue l'ouverture a de l'entrée de la machine.

En effet, on peut réduire le rayon du faisceau injecté, à l'aide de systèmes afocaux, mais c'est au détriment de son parallélisme, l'émittance du faisceau $\pi \alpha a$ (a étant le rayon, α la divergence) demeurant constante comme il est facile de le voir par de simples considérations d'optique géométrique, l'énergie cinétique transversale des ions est donc proportionnelle à a^{-2} .

D'autre part, pour un champ de focalisation donné, les forces de rappel vers l'axe sont approximativement proportionnelles à r , donc la profondeur du puits de potentiel focalisant transversal est proportionnelle à a^2 .

Tout en admettant qu'il est plus facile de créer des champs focalisants dans un cylindre de rayon plus petit, on voit que les difficultés croissent très rapidement si l'on diminue le rayon du faisceau au-dessous d'une certaine limite.

Compte tenu de ces considérations, le rayon de l'ouverture des tubes de glissement dans la section d'entrée de tous les accélérateurs réalisés est de l'ordre de 1 cm au moins.

Les inégalités 3.1.2, 3.3.6., 3.3.7. permettent alors d'établir moyennant ces hypothèses le tableau donnant approximativement les longueurs d'onde les plus courtes utilisables à l'entrée de la machine (figure 12), qui correspond bien aux valeurs utilisées en pratique.

Longueurs d'onde (mètres)	Accélérateurs à tubes de glissement		Hélices
	Focalisation par grille	Autres focalisations	
Protons	2	3	5
Ions lourds	6	9	15

Figure 12. - Longueurs d'onde minimales.

3.6. Choix de l'angle d'ouverture électrique θ .

Ce choix résulte d'un compromis.

L'intervalle d'accélération est proportionnel à θ . De fortes valeurs de θ conduisent donc à augmenter les régions utiles à l'accélération

par rapport aux régions sans champ, qui correspondent aux tubes de glissement. Un tel choix permet également d'avoir sans claquages une tension élevée entre tubes de glissement, donc un gain d'énergie plus important pour une longueur d'accélérateur donnée. Cependant, on est limité dans cette voie par la détérioration du facteur de temps de transit $\frac{\sin \theta}{\theta}$, et selon le critère d'optimisation choisi (impédance shunt ou champ moyen maximal, etc..) on est habituellement conduit à des valeurs de comprises entre $\frac{\pi}{4}$ et $\frac{\pi}{2}$.

Toutefois, dans le cas d'une focalisation par grille, on peut être amené à choisir des valeurs de θ plus petites. En effet, l'inégalité 2.3.6. montre alors que si dans le cas d'une grille parfaite on doit avoir $-90^\circ < -2\phi_s - \theta$, inégalité qui pour $\phi_s = -20^\circ$ est vérifiée pour $\theta < 50^\circ$, dans le cas d'une grille d'efficacité moitié, on doit vérifier approximativement $-60^\circ < -2\phi_s - \theta$, c'est-à-dire, avec toujours $\phi_s = -20^\circ$ $\theta < 20^\circ$.

Compte tenu des considérations développées au paragraphe précédent, pour $\theta = \frac{\pi}{4}$ l'intervalle d'accélération $g = \frac{\beta \lambda}{4}$ mesure au minimum 1,5 cm (à l'entrée de l'accélérateur) et peut atteindre quelques dizaines de centimètres.

3.7. Capacité d'un intervalle d'accélération.

Cette capacité C est définie par le coefficient d'influence mutuelle entre deux tubes de glissement successifs. Comme on le verra

au chapitre 4, elle présente une grande importance. En effet, pour une tension U donnée aux bornes de l'intervalle d'accélération, le courant est proportionnel à cette capacité, et les pertes lui sont donc étroitement liées.

En pratique, on doit considérer deux cas, selon qu'on a affaire à une focalisation par grille, et où le rayon extérieur des tubes de glissement peut varier entre 2 cm environ (à l'entrée) et quelques centimètres, ou à une focalisation intense, pour laquelle on est conduit à des rayons extérieurs des tubes de glissement compris entre 6 et 25 cm.

Dans le premier cas, la capacité d'un intervalle d'accélération est de quelques picofarads, dans le deuxième cas elle est de l'ordre de 15 à 50 pF.

On peut remarquer que la focalisation par grille convient surtout pour des énergies faibles et des machines courtes, dans lesquels les tubes de glissement sont courts et permettent difficilement de loger des systèmes de focalisation perfectionnés, et qui ne requièrent qu'un nombre total de grilles assez faible (quelques dizaines au plus).

Au contraire, pour des machines longues et des énergies élevées les pertes apportées par des grilles seraient prohibitives. D'autre part, les focalisations magnétiques à champ transversal mettant en oeuvre la force de Laplace $f = qv \times B$ présentent d'autant plus d'intérêt que la vitesse des ions est grande.

Ceci n'est qu'apparemment contradictoire

avec le fait que la distance focale d'une lentille magnétique, de révolution ou à focalisation intense, croît avec la vitesse des particules qui la traversent.

En effet, dans le cas d'un accélérateur, l'épaisseur des lentilles est elle-même approximativement proportionnelle à la vitesse des particules.

En fait, dans le cas d'une machine non relativiste, et pour une focalisation magnétique intense, le gradient de champ, donc le champ (si le diamètre du faisceau est constant) est très sensiblement inversement proportionnel à la vitesse, comme le montre entre autres l'exemple de l'accélérateur à ions lourds de Yale et Berkeley où, pour des énergies qui croissent de 1 à 10 MeV par nucléon, le gradient de champ tombe de 1.300 à 390 gauss/cm de l'entrée à la sortie de l'étage final pour un arrangement NNSS, et de 2.100 à 670 pour un arrangement NSN.

Il est alors intéressant d'évaluer la capacité linéique C_1 qui représente la charge capacitive de la structure accélératrice par unité de longueur.

Si on utilise le mode 2π , il y a $\frac{1}{\beta\lambda}$ intervalles d'accélération par unité de longueur et :

$$3.7.1. \quad C_1 = \frac{C}{\beta\lambda} \quad (\text{mode } 2\pi)$$

Si on fonctionne sur le mode π , il est clair que

$$3.7.2. \quad C_1 = \frac{2C}{\beta\lambda} \quad (\text{mode } \pi)$$

En se reportant au paragraphe 3.5., et en particulier au tableau figure 12, on peut voir que $\beta\lambda$ est habituellement de l'ordre de 10 cm à

l'entrée d'un accélérateur.

La capacité linéique est alors de quelques dizaines de pF par mètre pour une focalisation par grilles, de 150 à 500 pF/m pour une focalisation intense.

3. 8. Champ moyen maximal.

Le champ dans un intervalle d'accélération est limité par la nécessité d'éviter des claquages.

Un critère semi-empirique, établi par Kilpatrick, est en bon accord avec beaucoup d'expériences /36/. Généralement utilisé par les constructeurs d'accélérateurs, il conduit, dans les cas à considérer en pratique, à limiter le champ à 10 MV/m environ.

Si L est le pas (longueur d'une cellule comprenant un intervalle d'accélération et un tube de glissement), l'intervalle d'accélération g mesure environ $\frac{L}{4}$ dans le cas d'un accélérateur fonctionnant sur le mode 2π , et $\frac{L}{2}$ pour le mode π . Dans le cas d'hélices, la distance entre spires peut être à peu près égale au diamètre du conducteur.

Il en résulte que le champ moyen peut atteindre dans les deux derniers cas environ 5 MV/m contre environ 2,5 MV/m dans le premier cas. En fait, le champ n'est pas homogène, il présente des maxima aux extrémités des tubes, et on est pratiquement conduit à adopter des valeurs sensiblement inférieures, de l'ordre de 1,7 MV/m dans le cas du mode 2π .

3. 9. Intensité maximale du faisceau.

L'expérience montre qu'en pratique les forces défocalisantes

dues au processus même d'accélération sont déjà difficiles à contrebalancer par les dispositifs de focalisation. Il sera donc très difficile d'accélérer des faisceaux tels que les forces dues à la charge d'espace soient encore plus importantes.

A titre d'exemple, l'expression $1.2.10 \quad E_r = - \frac{\pi r}{\beta \lambda} E \sin \phi_s$ montre que, pour $r = 3 \text{ cm}$, $\lambda = 6 \text{ m}$, $\beta = 0,03$, $E = 1,5 \text{ MV/m}$, $\phi_s = -20^\circ$ on a $E_r = 0,265 \text{ MV/m}$.

Cherchons l'intensité du faisceau ayant le même champ radial dû à la charge d'espace. La charge q_1 , par unité de longueur est :

$$q_1 = 2 \pi r \epsilon_0 E_r.$$

La vitesse des charges étant βc , le courant est $i = 2 \pi \beta c \epsilon_0 r E_r$.

En fait, le faisceau n'est pas homogène, mais formé d'un chapelet de paquets de charge correspondant aux domaines de stabilité de phase, de 60° ici, ce qui conduit à un courant moyen inférieur d'un rapport six au moins au courant maximum.

Dans le cas cité, qui correspond sensiblement à un accélérateur construit par Lawrence à Livermore /25/, l'application numérique donne $0,22 \text{ A}$.

Pour accélérer des courants plus élevés, la focalisation devrait être nettement plus importante que celle requise pour compenser simplement l'effet défocalisant du processus d'accélération.

De la difficulté de focaliser des faisceaux intenses, il résulte que le rendement d'un accélérateur (défini par le rapport de la puissance

du faisceau accéléré à la puissance totale fournie) est généralement faible.

On verra qu'on est souvent conduit à des impédances shunt linéiques d'environ 50 M Ω /m.

Si par mètre de machine on utilise une puissance de 50 kW, on a alors au facteur $T \frac{\sin \theta}{\theta} \cos \phi_s$ près, un gain en énergie de 1,58 MeV/m pour une charge électronique, ce qui conduit à un rendement de 3 % pour un faisceau de 1 mA.

Ce n'est que pour les machines à gros courant (quelques dizaines de milliampères) que la charge de puissance représentée par le faisceau n'est pas négligeable.

4. ETUDE COMPARATIVE DE QUELQUES STRUCTURES.

4.1. Généralités sur les structures accélératrices.

Une bonne structure doit présenter un fort champ longitudinal pour des pertes faibles.

On doit donc minimiser les courants qui circulent dans les conducteurs, et rendre ces derniers aussi larges et aussi courts que possible.

Il en résulte que l'on a intérêt à ce que le champ électrique et le champ magnétique d'une structure accélératrice vérifient certaines conditions.

Les charges portées par les surfaces conductrices sont proportionnelles au flux de l'induction électrique. Les courants sont dus à l'écoulement et à l'inversion de ces charges, deux fois par cycle. Il est donc intéressant, toutes choses égales par ailleurs, de réduire ce flux d'induction, et donc de ne faire apparaître le champ électrique intense que là où il est nécessaire, au voisinage du faisceau.

Une telle disposition présente de plus l'intérêt de minimiser l'énergie emmagasinée, ce qui réduit les dégâts qui peuvent être causés par des claquages, et diminue le temps de remplissage en énergie, ce qui permet, dans le cas d'accélérateurs pulsés, d'utiliser des impulsions

plus brèves et simplifie la construction du modulateur.

Dans un certain volume V qui peut correspondre soit à une section relativement courte de la structure (dans le cas de systèmes à ondes progressives ou de systèmes à ondes stationnaires locales) soit à l'ensemble de la structure (dans le cas d'un système à ondes stationnaires résonnant dans son ensemble), l'énergie électromagnétique

$$W = \frac{1}{2} \iiint_V (\mu H^2 + \epsilon E^2) dv$$

est constante. Il en résulte que le maximum de l'énergie magnétique doit égaler le maximum de l'énergie électrique.

Les pertes par unité de surface sont proportionnelles au carré de la densité superficielle de courant, donc à H^2 .

Les pertes totales sont donc proportionnelles à $\iint_S H^2 dS$.

On peut aisément voir que pour minimiser ces pertes à énergie magnétique constante, on est amené tout d'abord à minimiser le rapport de la surface au volume, c'est-à-dire à utiliser un volume grand et de forme ramassée, et ensuite à avoir un champ magnétique d'intensité relativement uniforme et aussi faible que possible à l'intérieur de ce volume. Cette question est reprise sous un aspect un peu différent à l'annexe II.

Le champ magnétique sera donc très diffus, contrairement au champ électrique.

On peut alors partager l'ensemble du volume de la structure en deux domaines, l'un, essentiellement limité aux intervalles d'accélération, où se trouve localisée la quasi-totalité de l'énergie électrique et très peu d'énergie magnétique, l'autre, constitué du reste du volume, renfermant au contraire presque toute l'énergie magnétique et pratiquement pas d'énergie électrique.

Il en résulte qu'une représentation schématique par des circuits à constantes localisées est valable.

L'énergie magnétique peut être considérée comme l'énergie réactive d'une inductance L parcourue par le courant I égal au courant de déplacement dans la partie capacitive

$$\frac{1}{2} L I^2 = \frac{1}{2} \iiint \mu H^2 dv$$

On est donc amené à examiner les possibilités de réalisation d'inductances à faibles pertes. Ce point est traité en annexe II.

4.2. Types de structures.

Les structures effectivement utilisées peuvent être représentées schématiquement par des circuits à constantes localisées, comme on vient de le voir. Les capacités constituées par les intervalles entre tubes de glissement sont connectées au reste de la structure par les supports des tubes dont l'inductance peut, selon les cas, être considérée comme

négligeable ou non devant les autres inductances. Les courants issus de ces supports s'écoulent ensuite soit essentiellement longitudinalement, soit essentiellement transversalement. Il en résulte que les structures dérivent des quatre types fondamentaux représentés figure 13.

Le premier type de structure (figure 13a) consiste à connecter les tubes de glissement impairs et pairs respectivement aux deux feeders d'une ligne symétrique ou non.

Si la ligne est courte devant la longueur d'onde, on observe la même tension V entre les tubes de glissement, le sens du champ se renversant d'un intervalle de glissement à l'autre. Le pas doit donc être $\frac{1}{2} \beta \lambda$ (ou un multiple impair de $\frac{1}{2} \beta \lambda$, ce qui offre le désavantage d'avoir moins d'intervalles d'accélération par unité de longueur et conduit à une impédance-shunt moins bonne), et le fonctionnement a lieu sur le mode π .

On peut enfin remarquer que le champ électrique en dehors des intervalles d'accélération est essentiellement transversal (T. E.).

Historiquement, ce type de structure est le premier à avoir été imaginé en 1929 par Wideroe, qui a effectué une vérification expérimentale de principe /3/ et le premier à avoir été effectivement mis en oeuvre par Sloan-Lawrence en 1931 /4/.

Une version moderne de ce type /32/ utilise des lignes qu'on ne peut plus considérer comme courtes devant la longueur d'onde, et la

structure est celle d'une ligne à retards ou d'un filtre passe-bas.

Dans le type de structures (b) des inductances réparties le long de la ligne permettent aux courants de circulation de se refermer localement, sans avoir à parcourir toute la longueur de la ligne, ce qui permet dans certaines conditions, d'accroître l'impédance-shunt. Le champ électrique est encore essentiellement transversal (T.E.) et on utilise le mode π (fig. 13b).

Les cellules constituées des capacités des intervalles d'accélération et des inductances qui les réunissent peuvent aussi être associées en série. C'est le type c, dont la structure est celle d'un filtre de bande. Le champ électrique est alors essentiellement longitudinal, et le mode de fonctionnement peut en principe être quelconque en réglant convenablement le déphasage d'une cellule à l'autre.

Des structures d'une grande importance pratique, et qui ont donné lieu à des études théoriques très approfondies dérivent de ce type.

On peut citer en particulier :

- La structure d'Alvarez /5/, qui fonctionne sur le mode 2π
- Les systèmes connus sous le nom de "Pill box"
- Les guides à iris qui exploitent en général les modes π ou $\frac{\pi}{2}$,

mais sont susceptibles d'en utiliser d'autres.

- Les structures hélicoïdales /6, 7, 8, 9, 10/, qui utilisent des modes correspondant à la rotation de phase du champ par pas de bobinage dans le cas de systèmes sans tubes de glissement, et un mode en principe

quelconque dans le cas où on utilise des tubes de glissement associés.

Dans toutes ces structures, le champ électrique est essentiellement longitudinal.

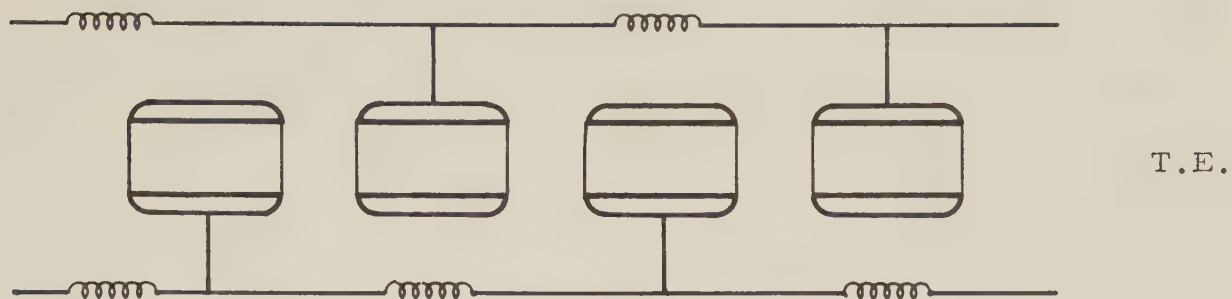
Un dernier type de structure, correspondant à un filtre passe-haut, est susceptible d'être utilisé (type d).

L'inductance est ici essentiellement localisée sur les supports des tubes de glissement. Le fonctionnement a lieu sur le mode π , le champ électrique est longitudinal (E). Un certain nombre de structures utilisant ce principe ont été proposées (lignes à vannes, certaines structures interdigitales, etc..).

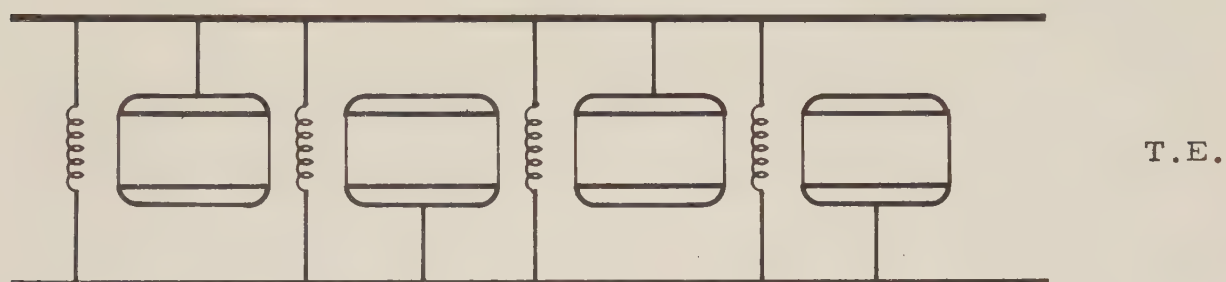
En fait, les inductances sont fortement couplées entre elles et mal localisées, de sorte que le fonctionnement réel est généralement nettement plus complexe que celui décrit par les schémas de la figure 13.

On ne doit considérer ces schémas que comme des modèles simplifiés qui permettent d'évaluer approximativement les caractéristiques électriques, et en particulier l'impédance-shunt, des structures correspondantes.

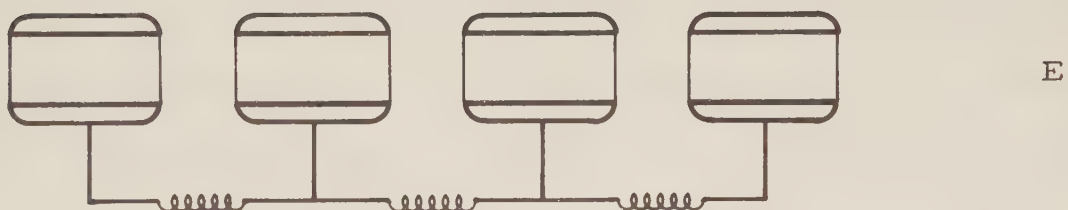
La technologie adoptée (circuits à constantes localisées, lignes, guides et cavités) peut en principe être quelconque mais les considérations développées dans l'annexe II montrent que les surtensions sont mauvaises pour les circuits à constantes localisées, médiocres pour les lignes, bonnes pour les guides et cavités. On voit donc que si l'énergie électromagnétique



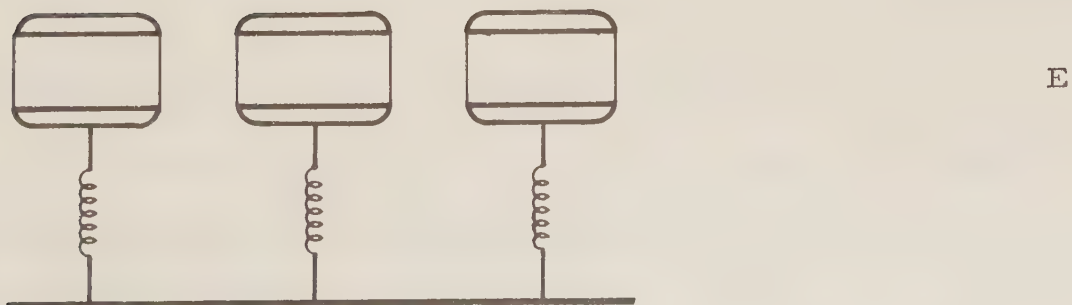
a



b



c



d

Figure 13.-
Types de structure

correspond essentiellement à l'énergie électrique dans les intervalles d'accélération, les pertes vont en décroissant et les impédances-shunts en croissant suivant l'ordre des technologies énoncées.

4.3. Structures à ligne (type a).

Ce type de structure, le premier à avoir été mis en oeuvre par Sloan et Lawrence, est ensuite tombé en une désaffection parfois injustifiée à la suite du succès de la structure d'Alvarez.

Il présente néanmoins des propriétés qui conduisent à le choisir dans certains cas /31/. La section transversale peut être beaucoup plus petite que la longueur d'onde dans le vide, ce qui est intéressant dans le cas de l'accélération de particules de faibles β , en particulier d'ions lourds qui nécessitent l'utilisation de grandes longueurs d'ondes, la tension entre tubes de glissement peut croître dans de fortes proportions de l'entrée à la sortie de la machine, ce qui permet, l'écartement des tubes de glissement allant croissant, d'utiliser tout le long de la machine une tension forte, peu inférieure au seuil de claquage.

La ligne peut être symétrique (une paire sous écran, par exemple) ou dissymétrique (genre coaxial).

On voit que si la distance entre les feeders de la paire ou l'âme et l'enveloppe du coaxial est grande devant les intervalles d'accélération, le champ électrique est assez bien restreint à ces derniers. Cette distance est toutefois limitée par le principe même qui la suppose petite devant la

longueur d'onde. On voit donc se confirmer le fait que les lignes pourront être intéressantes surtout dans le domaine des faibles β où le pas d'une cellule d'accélération est très inférieur à λ . Par contre, les courants doivent parcourir des conducteurs relativement longs et étroits, et de plus ne sont pas régulièrement étalés sur ces conducteurs, le champ magnétique étant assez inhomogène.

Ces structures sont pratiquement toujours utilisées en régime stationnaire. L'accélération des particules est surtout efficace aux ventres de tension, tandis que les pertes ont lieu aux ventres de courant. On ne peut donc pas utiliser directement la notion d'impédance shunt linéique, mais seulement celle d'impédance shunt moyenne définie par l'expression 3.2.5. On peut évaluer cette impédance shunt moyenne Z_s en régime stationnaire si on connaît l'impédance shunt linéique en régime progressif.

Si β varie assez peu le long de la structure considérée, les cellules élémentaires restent à peu près identiques. L'impédance caractéristique Z_c de la ligne chargée par les tubes de glissement est à peu près constante, et il est clair que la tension entre tubes de glissement étant égale à la tension de la ligne, proportionnelle au courant en régime progressif, l'impédance shunt linéique est aussi à peu près constante.

On peut alors considérer le régime stationnaire comme étant la somme de deux régimes progressifs d'amplitudes égales se propageant en sens opposés.

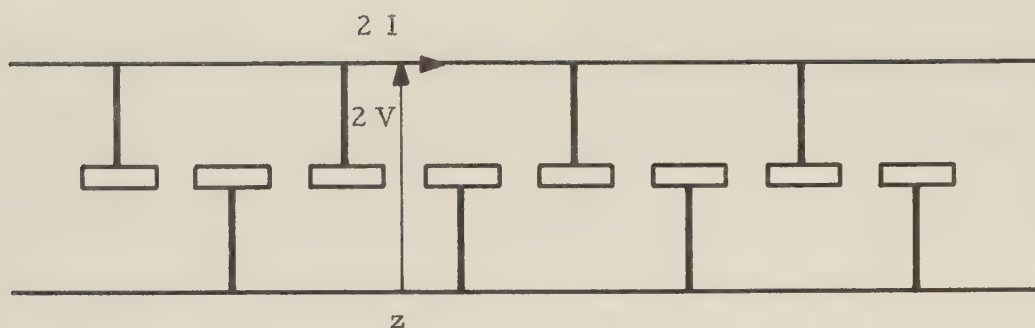


Figure 14. - Impédance shunt d'une ligne en régime stationnaire.

Soit βc la vitesse de phase sur la ligne.

En négligeant l'affaiblissement apporté par la ligne, les ondes évanescentes aux extrémités, et en choisissant convenablement l'origine, la tension $2 V \cos \omega t \cos \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z$ correspondant à l'onde stationnaire peut être considérée comme la somme des tensions correspondant à l'onde directe et à l'onde rétrograde, ainsi que le courant $2 I \sin \omega t \sin \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z$:

$$2 V \cos \omega t \cos \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z = V \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z \right) + V \cos \left(\omega t + \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z \right)$$

4.3.1.

$$2 I \sin \omega t \sin \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z = I \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z \right) - I \cos \left(\omega t + \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z \right)$$

Il est alors possible d'accélérer des particules de vitesse βc en utilisant le mode π selon trois processus :

1) On peut tout d'abord utiliser l'onde directe représentée par la tension $V \cos \left(\omega t - \frac{2 \pi}{\beta_l \lambda} z \right)$.

La longueur L_d d'une cellule d'accélération doit alors être telle que la phase varie de $\pm \pi$ à la traversée de cette cellule, soit :

$$\omega \frac{L_d}{\beta_c} - \frac{2\pi}{\beta_\ell \lambda} L_d = \frac{1}{2} \pi$$

ou, en remarquant que $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$

$$L_d = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta \beta_\ell}{|\beta_\ell - \beta|}$$

Dans les cas d'intérêt pratique, $\beta_\ell \gg \beta$ et il est commode d'écrire la relation :

$$L_d = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{1 - \frac{\beta}{\beta_\ell}}$$

2) On peut de même utiliser l'onde rétrograde, en employant comme longueur de cellule :

$$L_r = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{1 + \frac{\beta}{\beta_\ell}}$$

3) On peut enfin remarquer que, sans décomposer l'onde stationnaire en la somme de deux ondes progressives, on peut considérer la ligne comme constituée de sections de longueur $\frac{1}{2} \beta_\ell \lambda$ dans chacune desquelles la phase est constante mais subit un déphasage de $\frac{1}{2} \pi$ quand on passe d'une section à l'autre. La longueur de la cellule est alors $L_s = \frac{\beta \lambda}{2}$ mais on doit utiliser une cellule de longueur double au passage d'une section à l'autre, pour tenir compte du retournement de la phase du champ.

Évaluons l'impédance shunt si on accélère à l'aide de l'onde progressive directe seule par exemple, pour laquelle $\frac{V}{I} = Z_c$, Z_c étant l'impédance caractéristique de la ligne.

Par unité de longueur, il y a $\frac{2}{\beta \lambda} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_\ell} \right)$ intervalles d'accélération et

$$\int_{\ell=1} E(z) dz = \frac{2}{\beta \lambda} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_\ell} \right) V$$

Si R_1 est la résistance linéique, on a

$$Z_s = \frac{4}{\beta^2 \lambda^2} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_\ell} \right)^2 \frac{V^2}{\frac{1}{2} R_1 I^2}$$

soit, en faisant apparaître l'impédance caractéristique $Z_c = \frac{V}{I}$

$$Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_\ell} \right)^2 \frac{Z_c^2}{R_1}$$

Evaluons alors l'impédance shunt moyenne en régime stationnaire, en accélérant encore avec l'onde directe. Pour une longueur L de machine on a :

$$\langle Z_s \rangle = \frac{\left(\int_0^L \frac{2}{\beta \lambda} \left(1 - \frac{\beta}{\beta_\ell} \right) 2 V \left| \cos \frac{2\pi}{\beta \lambda} z \right| dz \right)^2}{\frac{1}{2} L \int_0^L R_1 4 I^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\beta \lambda} z dz}$$

Or, si L est un nombre entier de $\frac{\beta_\ell \lambda}{4}$ (ce qui est pratiquement le cas si la ligne est ouverte ou court-circuitée à ses extrémités), ou si

$$L \gg \frac{\beta_\ell \lambda}{4} : \quad \frac{1}{L} \int_0^L 2 \left| \cos \frac{2\pi}{\beta_\ell \lambda} z \right| dz = \frac{4}{\pi} \quad \text{soit,}$$

$$4.3.2. \quad \frac{1}{L} \int_0^L |V(z)| dz = \frac{4}{\pi} V$$

$$\frac{1}{L} \int_0^L 4 \sin^2 \frac{2\pi}{\beta_\ell \lambda} z dz = 2 \quad \text{soit,}$$

$$4.3.3. \quad \frac{1}{L} \int_0^L I^2(z) dz = 2 I^2$$

On obtient alors :

$$Z_s = \frac{8}{\pi^2} Z_s$$

Dans ce cas particulier, cette expression n'a pas une grande utilité. En effet, l'impédance shunt effective est très inférieure à l'impédance shunt moyenne ainsi calculée, car si la phase d'une particule de vitesse β_c est bien constante par rapport au champ dans les intervalles d'accélération dû à l'onde directe seule, et si en particulier cette phase peut être nulle, il n'en est pas de même de la phase par rapport au champ total qui, si on la rend nulle aux ventres de la tension, par exemple, varie linéairement avec la distance pour atteindre $\pm \frac{\pi}{2}$ aux noeuds de tension. Il est d'ailleurs clair, d'après les expressions 4-3-1, que le gain d'énergie correspond à celui donné par l'onde progressive directe seule, alors que l'on voit, d'après l'expression 4-3-2 que les pertes sont deux fois plus grandes. Dans ce cas, l'impédance shunt effective moyenne en régime stationnaire est donc la moitié de celle en régime progressif.

Par contre, si on utilise le troisième processus cité, une particule idéale de vitesse constante peut traverser les intervalles de glissement aux moments où le champ y est maximum (au temps de transit près).

On trouve alors, de la même façon que précédemment :

$$4.3.4. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \chi^2} \frac{Z_c^2}{R_1} \quad \text{et,}$$

$$4.3.5. \quad \langle Z_s \rangle = \frac{8}{\pi^2} Z_s$$

mais, cette fois, l'expression a un sens pratique.

Ces résultats ont été trouvés indépendamment par M. G. Dôme (communication personnelle, article à paraître /46/).

Le dernier mode de fonctionnement est celui qui est préférable car il conduit à une impédance shunt effective meilleure. De plus, le calcul de la dynamique des particules effectué dans cette hypothèse sera plus rigoureux, car, effectué directement sur le régime stationnaire, il tient compte de l'onde rétrograde dont certes l'effet moyen est nul, mais qui conduit à une variation de l'accélération d'un intervalle d'accélération à l'autre selon que son champ électrique s'ajoute ou se retranche de celui de l'onde directe.

La présence du facteur en β^{-2} dans l'expression de l'impédance shunt 4.3.4. montre que de telles structures peuvent être spécialement intéressantes pour l'accélération d'ions lourds, qui restent relativement lents même à des énergies élevées. C'est en effet l'utilisation qui en a été faite /4, 32/.

L'impédance caractéristique est $Z_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ où L_1 et C_1 sont l'inductance et la capacité linéique. L'expression 4.3.4. peut alors s'écrire :

$$4.3.6. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{L_1}{C_1 R_1}$$

d'après laquelle on voit qu'il est intéressant d'avoir une ligne présentant une forte inductance et une faible résistance linéiques (ce qui est contradictoire) et une faible capacité linéique.

Cette dernière est la somme de la capacité linéique propre de la ligne supposée seule, C'_1 , et de celle apportée par les tubes de glissement C''_1 .

Il en résulte que l'expression 4.3.6. peut s'écrire sous les différentes formes suivantes qui peuvent être plus ou moins pratiques à utiliser selon les cas :

$$4.3.7. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{L_1}{C'_1 + C''_1} \frac{1}{R_1}$$

$$Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{Z_c'^2}{1 + \frac{C''_1}{C'_1}} \frac{1}{R_1}$$

expressions dans lesquelles Z'_c est l'impédance caractéristique de la ligne sans tubes de glissement.

On va considérer le cas où la ligne dépourvue de tubes de glissement est cylindrique et le champ purement transversal. On a alors

$$L'_1 C'_1 = \frac{1}{c^2}, \quad c \text{ étant la vitesse de la lumière. Comme } Z_c'^2 = \frac{L'_1}{C'_1},$$

on a alors $\frac{1}{C'_1} = c Z'_c$, et on peut écrire dans ce cas :

$$4.3.8. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{Z_c'^2}{1 + c C''_1 Z'_c} \frac{1}{R_1}$$

On voit que, d'une façon générale, on a intérêt à utiliser les lignes présentant la plus forte impédance caractéristique à résistance linéique donnée. Ceci interdit donc l'emploi de lignes telles que les feeders croisés, où les courants s'inversent d'un conducteur à l'autre.

Comparons tout d'abord les caractéristiques des trois lignes dont les sections transversales sont représentées figure 15, en I la paire symétrique, en II le feeder à quatre fils droit, en III la paire symétrique sous écran.

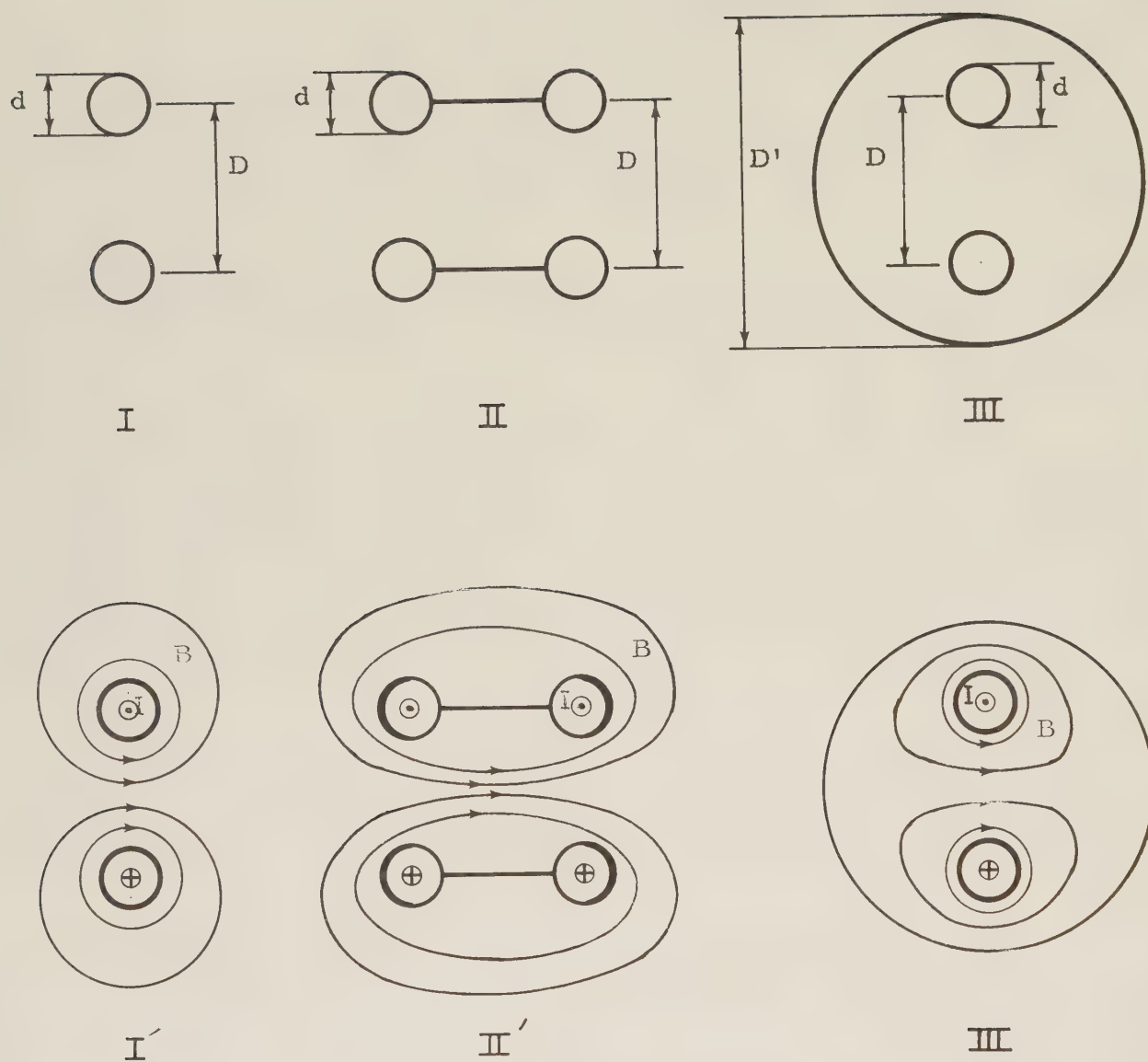


Figure 15. - Coupes transversales de diverses lignes.

Distributions du champ magnétique et du courant.

Les impédances caractéristiques et les résistances linéiques (à une température voisine de 20° C), dans le cas du cuivre, sont respectivement, pour chacune des lignes, en supposant $D \gg d$:

$$I) Z'_c = 120 \operatorname{Log} 2 \frac{D}{d} \quad R_1 = 16,6 \cdot 10^{-8} f^{1/2} d^{-1}$$

$$4.3.9. II) Z'_c = 60 \operatorname{Log} 2 \sqrt{2} \frac{D}{d} \quad R_1 = 8,3 \cdot 10^{-8} f^{1/2} d^{-1}$$

$$III) Z'_c = 120 \operatorname{Log} 2 \frac{D}{d} \frac{1-t^2}{1+t^2} \quad R_1 = 16,6 \cdot 10^{-8} f^{1/2} d^{-1}$$

$$\text{avec } t = \frac{D}{D'}, \quad \operatorname{Log} = \text{logarithme népérien.}$$

On voit que les impédances caractéristiques et les résistances linéiques sont respectivement de la forme :

$$Z'_c = Z \log k \frac{D}{d}$$

$$R_1 = R d^{-1}$$

Pour chaque ligne, il est intéressant d'obtenir la meilleure impédance shunt linéique pour un encombrement donné, c'est-à-dire à D constant.

$$\text{En posant } \frac{D}{d} = a, \quad c C''_1 = \frac{1}{Z''}$$

l'expression 4.3.8. peut alors s'écrire sous la forme :

$$4.3.10. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{Z^2 \text{Log}^2 ka}{1 + \frac{Z}{Z''} \text{Log} ka} \frac{D}{a R}$$

Cherchons alors la valeur optimale de ka .

Si on pose $\log ka = x$, on trouve que la dérivée de l'expression

4.3.10 prise par rapport à a s'annule pour les racines de l'équation :

$$\frac{Z}{Z''} x^2 + \left(1 - \frac{Z}{Z''} \right) x - 2 = 0$$

et qu'elle est positive entre les racines.

Z et Z'' étant essentiellement positives, il est facile de voir que cette équation a toujours des racines réelles, dont la plus grande, qui correspond au maximum de Z_s , est :

$$4.3.11. \quad x = \frac{\frac{Z}{Z''} - 1 + \sqrt{\left(\frac{Z}{Z''} - 1 \right)^2 + 8 \frac{Z}{Z''}}}{2 \frac{Z}{Z''}}$$

Lorsque $\frac{Z}{Z''} \ll 1$ (charge capacitive faible)

$$x \approx 2 \quad \text{et} \quad ka \approx e^2$$

Si, au contraire, $\frac{Z}{Z''} \gg 1$ (charge capacitive forte)

$$x \approx 1 \quad \text{et} \quad ka \approx e$$

et, pour les cas intermédiaires, $e < ka < e^2$

$$\text{soit } 2,7 < ka < 7,4$$

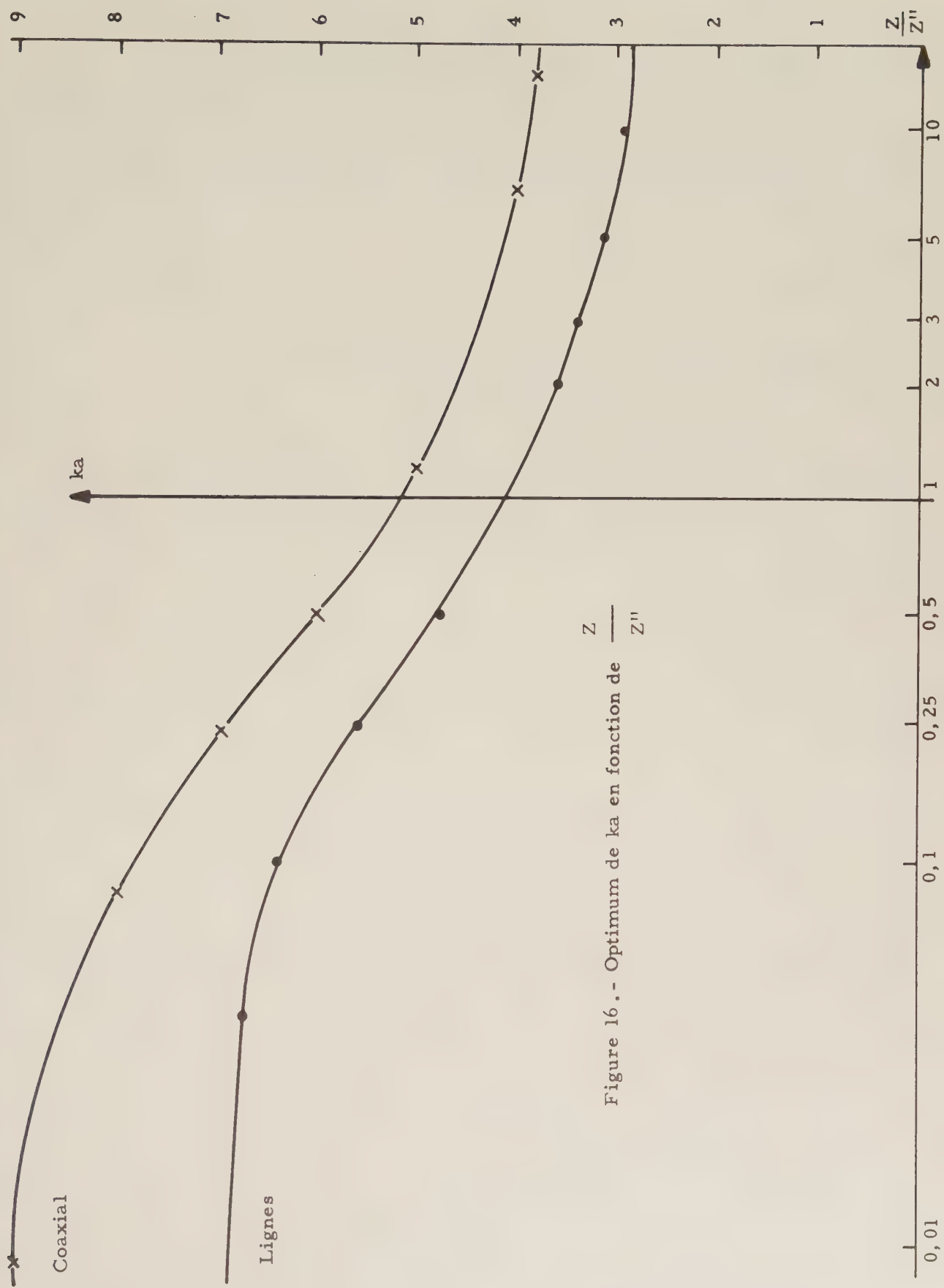


Figure 16 . - Optimum de ka en fonction de $\frac{Z}{Z''}$

On a représenté (figure 16) k_a en fonction de $\frac{Z}{Z''}$.

On voit, en se reportant aux expressions 4.3.9. que ces valeurs de k_a correspondent à des rapports $\frac{D}{d}$ qu'on ne peut pas considérer comme grands devant l'unité.

Les approximations faites ne sont donc pas pleinement justifiées, et les résultats obtenus n'ont qu'une valeur qualitative.

L'inhomogénéité de la distribution de courant croissant avec $\frac{d}{D}$, on voit qu'en fait $\frac{1}{R_1}$ croît moins vite que d , et qu'on aura donc intérêt à choisir des rapports $\frac{d}{D}$ un peu inférieurs à ceux qu'on aura déterminés théoriquement.

Pratiquement, en général, la charge capacitive est importante, k_a n'est pas très supérieur à e , et on est conduit pour le feeder droit à adopter des rapports $\frac{D}{d}$ très faibles. Les courants représentés en trait gras figure 15-II n'occupent guère que la moitié de la surface des conducteurs. La résistance linéique est alors sensiblement la même que celle de la paire, avec une impédance caractéristique environ deux fois plus faible. La paire est donc la seule ligne à présenter un intérêt véritable. En fait, une telle paire doit être utilisée sous écran pour réduire le rayonnement.

Il est alors manifeste que l'on doit choisir $D' \approx 2 D$ pour que le champ soit à peu près le même à l'intérieur et à l'extérieur des conducteurs et donc que le courant soit distribué de façon assez homogène à la surface de ceux-ci (figure 17).

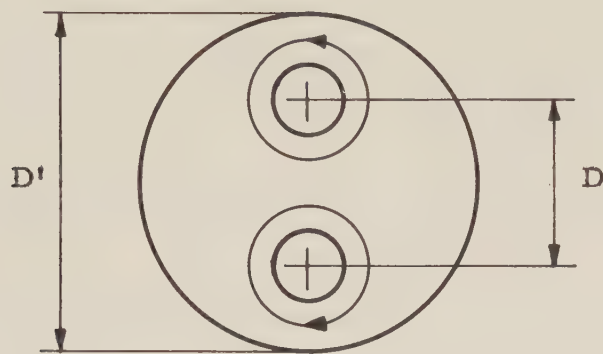


Figure 17. Paire sous écran.

Il est intéressant de rapprocher les propriétés de cette structure de celles du coaxial de même diamètre extérieur D' , dont l'impédance caractéristique et la résistance linéique (dans le cas du cuivre) sont respectivement :

$$4.3.12. \quad Z'_C = 60 \operatorname{Log} \frac{D'}{d} \quad R_1 = 8,3 \cdot 10^{-8} f^{1/2} (d^{-1} + D'^{-1})$$

L'impédance shunt linéique est alors de la forme :

$$4.3.13. \quad Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{Z^2 \text{Log}^2 a}{1 + \frac{Z}{Z''} \text{Log} a} \frac{1}{R} \frac{1}{a+1}$$

$$\text{où} \quad a = \frac{D'}{d} \quad Z = 60$$

La dérivée de Z_s par rapport à a , à D' constant, s'annule pour les racines de l'équation :

$$-\frac{Z}{Z''} \text{Log}^2 a + \left(\frac{Z}{Z''} \left(1 + \frac{1}{a} \right) - 1 \right) \text{Log} a + 2 \left(1 + \frac{1}{a} \right) = 0$$

La courbe $a = f_1\left(\frac{Z}{Z''}\right)$ correspondante diffère assez peu de la courbe $ka = f_2\left(\frac{Z}{Z''}\right)$ pour une ligne, et est aussi représentée figure 16.

Le tableau suivant (figure 18) résume le calcul des dimensions et des caractéristiques électriques, à diamètre extérieur constant, dans le cas de la paire sous écran et du coaxial pour des charges capacitives de tubes de glissement de 40, 200 et 1000 pF/m.

On voit que l'on a intérêt à prendre D' le plus grand possible. On est limité dans cette voie par la longueur des supports des tubes de glissement, qui doit rester petite devant la longueur d'onde. A cet égard, la paire sous écran permet de choisir des valeurs de D' sensiblement doubles de celles du coaxial.

	$C''p \text{ Fm}^{-1}$	40	200	1000
Paire sous écran	$\frac{1}{Z''}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}
	$\frac{Z}{Z''}$	1,44	7,2	14,4
	ka	3,75	3	2,8
	$\frac{d}{D'}$	0,16	0,2	0,21
	$Z'_c = 120 \text{ Log } a$	158,5	132	124
	$\frac{Z'^2_c}{1 + \frac{Z'_c}{Z''}}$	8600	1970	400
	$\frac{1}{R_1} = 6 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$	$0,965 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$	$1,2 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$	$1,26 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$
	$\frac{\beta^2 \lambda_f^{2,1/2}}{8 D'} \cdot 10^{-6} Z_s$	8300	2360	505
Coaxial	$\frac{Z}{Z''}$	0,72	3,6	7,2
	a	5,5	4,5	3,75
	$\frac{d}{D'}$	0,18	0,222	0,266
	$Z'_c = 60 \text{ Log } a$	102	90	79
	$\frac{Z'_c}{1 + \frac{Z'_c}{Z''}}$	4700	1270	333
	$\frac{1}{R_1} = 1,2 \cdot 10^7 f^{-1/2} \frac{1}{a+1} D'$	$1,85 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$	$2,18 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$	$2,33 \cdot 10^6 f^{-1/2} D'$
	$\frac{\beta^2 \lambda_f^{2,1/2}}{8 D'} \cdot 10^{-6} Z_s$	8700	2780	845

Figure 18. Caractéristiques de la paire sous écran et du coaxial en fonction de la charge capacitive.

Les impédances shunts ainsi évaluées sont toujours meilleures pour le coaxial que pour la paire.

Ces calculs négligent les pertes en bout, en particulier au court-circuit dans le cas d'une ligne $\frac{\lambda}{4}$. Ces pertes sont nettement plus importantes dans le cas d'une paire que dans le cas d'un coaxial.

D'autre part, dans le cas du coaxial, la distribution de courant sur le conducteur central est plus régulière (en l'absence des tubes de glissement, elle serait rigoureusement symétrique de révolution) que celle qu'on observe sur les conducteurs d'une paire. En effet, les rapports $\frac{d}{D}$ auxquels on est conduit ne sont pas très petits. Il en résulte que l'étude théorique faite dans le cas de la paire est assez grossièrement approchée, et qu'en fait, on observera des impédances shunts plus faibles que celles calculées.

On a procédé à quelques mesures sur des structures de 50 cm de long, le système de tubes de glissement étant le même dans tous les cas et correspondant à celui indiqué au tableau figure 19.

Une structure coaxiale légèrement excentrée (figure 20) pour laquelle on avait $D' = 28$ cm $d = 3,5$ cm résonnait en $\frac{\lambda}{4}$ à 75 MHz, la résistance d'antirésonance étant de 550 k Ω .

La réalisation pratique est visible sur la photographie figure 21.

Tube	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Abscisse point d'atta- che (cm)		24,23	26,82	29,27	31,9	34,72	37,74	40,96	44,38	48,02
Longueur tube (cm)	10,38	1,8	1,95	2,12	2,27	2,43	2,60	2,76	2,93	3,14
Demi-inter- valle (cm)	0,16	0,18	0,195	0,212	0,227	0,243	0,260	0,276	0,293	0,314
Rayon tube		0,537	0,585	0,635	0,682	0,73	0,78	0,83	0,88	0,94

Figure 19. Configuration de tubes de glissement.

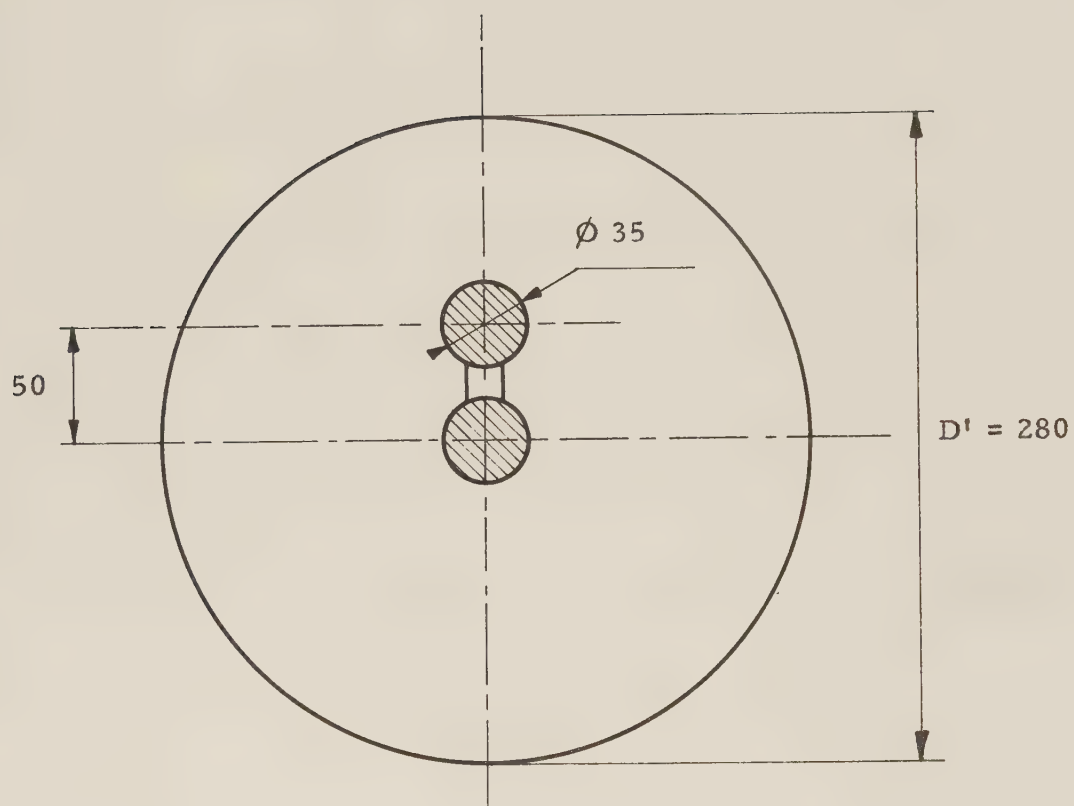


Figure 20.- Section de structure coaxiale excentrée.
(cotes en millimètres)

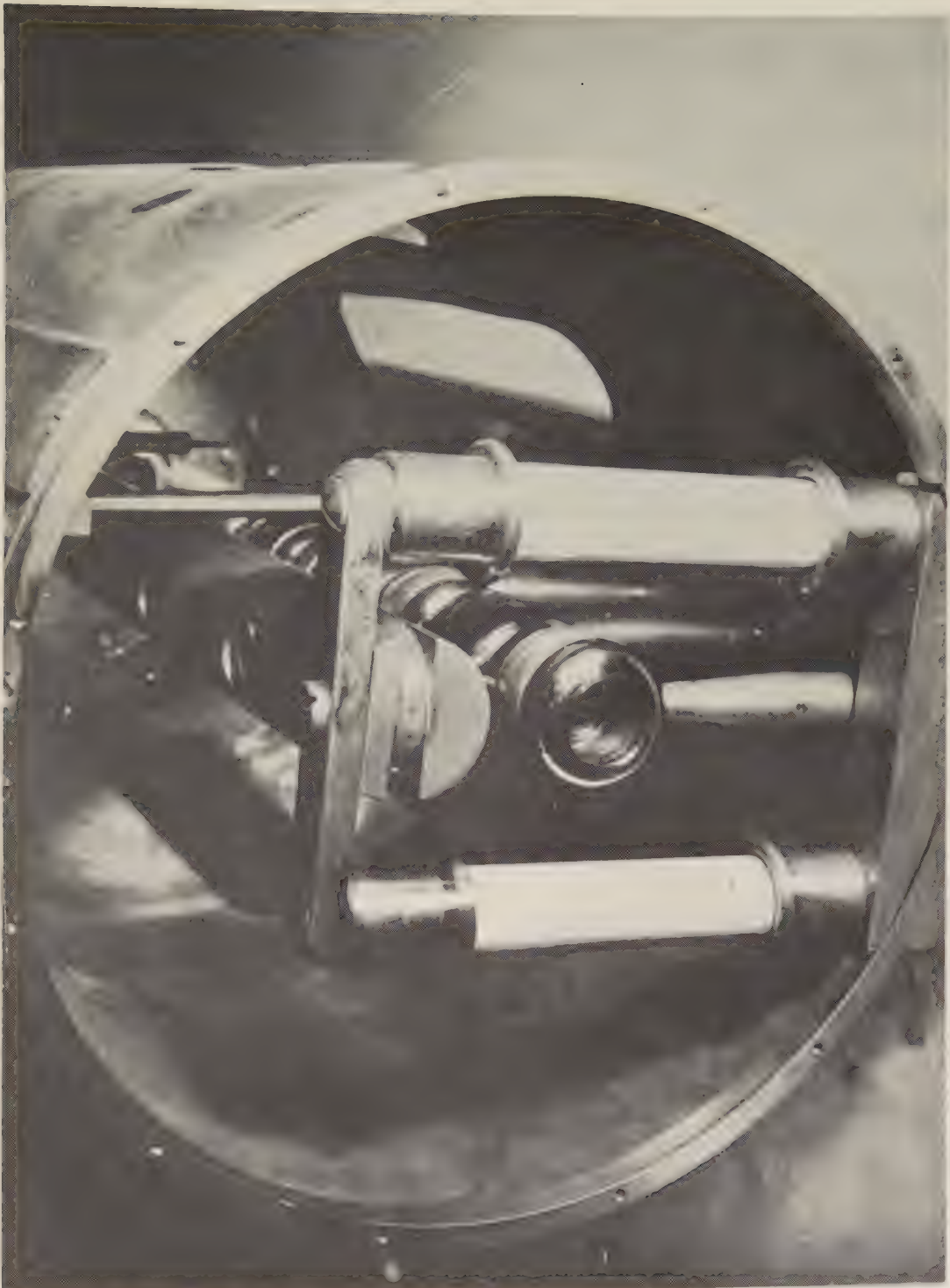


FIG.21 Structure coaxiale

On a vérifié sur cette structure dans quelle mesure les calculs développés précédemment étaient valables.

La longueur réelle de la ligne à la résonance étant ici $\frac{\lambda}{8}$ on a $L_1 (C'_1 + C''_1) = 4 L_1 C'_1$ et $C''_1 = 3 C'_1$.

L'impédance caractéristique d'une telle ligne est :

$$Z'_c = 60 \log \frac{280}{35} = 125 \quad \text{sa capacité linéique } C'_1 = \frac{1}{Z'_c} = 26,7 \text{ pF/m.}$$

Donc $C'' = 80 \text{ pF/m.}$

En utilisant les expressions 4.3.7. et 4.3.12 on trouve alors :

$$Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 1,66 \cdot 10^5 \Omega/\text{m}$$

et en ondes stationnaires :

$$\langle Z_s \rangle = \frac{8}{\pi^2} Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 135.000 \Omega/\text{m}$$

Evaluons alors l'impédance shunt linéique moyenne trouvée expérimentalement. Pour une d.d.p. V au ventre de tension, on a

$$V = \frac{2}{\pi} V \quad \text{et} \quad \frac{1}{L} \int E dl = \frac{2}{\beta \lambda} \frac{2}{\pi} V, \quad \text{soit}$$

$$\left(\int E dl \right)^2 = \frac{16 V^2}{\pi^2 \beta^2 \lambda^2}$$

La résistance d'antirésonance R_{ar} observée pour la longueur

$L = 0,5 \text{ m}$, étant $550 \text{ k}\Omega$, les pertes par unité de longueur sont :

$$W_1 = \frac{V^2}{2 R_{ar}} \frac{1}{L} \quad \text{et l'impédance linéique shunt moyenne expérimentale est :}$$

$$\frac{\left(\int E dl\right)^2}{W_1} = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} \frac{2}{\pi^2} 550 \cdot 10^3 \text{ } \Omega/\text{m} = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 112.000 \text{ } \Omega/\text{m}$$

L'impédance shunt expérimentale est donc ici de l'ordre de 80 % de l'impédance shunt théorique.

En se reportant à la figure 15, on voit que dans ce cas où $Z = 60 \text{ } \Omega$, $\frac{Z}{Z''} = 60 \times 2,4 \cdot 10^{-2} = 1,44$, le rapport $\frac{D'}{d}$ optimum serait voisin de 5.

L'impédance shunt linéique correspondante est $\frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 180.000 \text{ } \Omega/\text{m}$

Le tableau suivant montre quelques valeurs calculées de $\frac{Z_s}{Z_{s \text{ max.}}}$ en fonction de a dans le cas où le maximum de Z_{s1} a lieu pour $a = 5$.

$a =$	4	5	6	8
$\frac{Z_s}{Z_{s \text{ max.}}} =$	0,98	1	0,99	0,935

On voit que le maximum est très aplati et que le choix de a n'est absolument pas critique.

On a procédé de façon analogue avec une paire sous écran représentée figure 22, de 50 cm de long.

Les conducteurs n'étaient pas cylindriques, mais elliptiques, de 9 cm de grand axe, 6 cm de petit axe de façon à améliorer la distribution

du champ magnétique et du courant. La ligne résonnait à 88 MHz et présentait une résistance d'antirésonance de 500 k Ω .

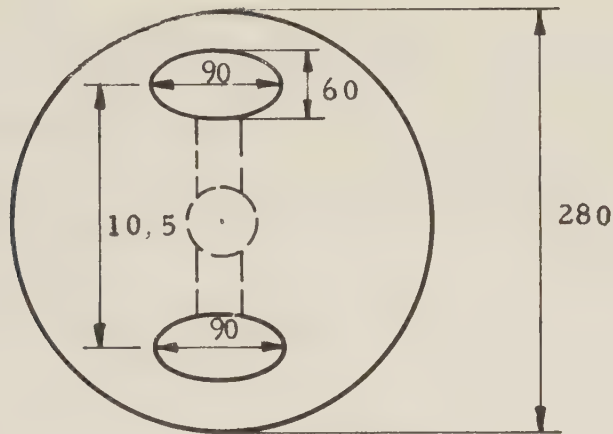


Figure 22. Structure de paire sous écran étudiée, (cotes en millimètres).

L'impédance shunt moyenne expérimentale est alors :

$$\frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 100.000 \text{ } \Omega/\text{m}.$$

Pour calculer très grossièrement l'impédance shunt, on a assimilé les conducteurs à des cylindres de 7,5 cm de diamètre, ce qui

donne $Z'_c = 87 \text{ } \Omega$. On trouve alors $Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 118.000 \text{ } \Omega/\text{m}$ et

$$\langle Z_s \rangle = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 96.000 \text{ } \Omega/\text{m}.$$

Les résultats, tant théoriques qu'expérimentaux, sont un peu inférieurs à ceux du coaxial, conformément à l'étude générale précédente.

On a enfin essayé une dernière disposition dans laquelle les tubes de glissement étaient logés à l'intérieur de l'âme du coaxial, et supportés alternativement par cette âme et le conducteur extérieur (figure 23). La fréquence de résonance pour une longueur de 50 cm était 72 MHz, la résistance d'antirésonance 250 k Ω , ce qui conduit à une impédance shunt moyenne expérimentale de 50.000 Ω /m.

L'impédance caractéristique est $Z'_c = 60 \operatorname{Log} \frac{28}{8} = 75 \Omega$.

En exprimant que la longueur de la ligne est le quart de la longueur d'onde sur la ligne à la fréquence de résonance, on obtient :

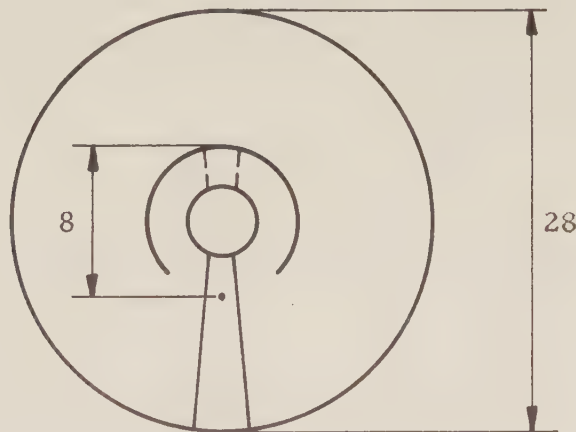


Figure 23. Structure coaxiale à tubes logés à l'intérieur du conducteur central.

$$L'_1 (C'_1 + C''_1) = 4,35 \frac{1}{C^2} \text{ d'où } C''_1 = 3,35 C_1$$

$$\text{soit, comme } C'_1 = \frac{1}{c Z'_c} = 44,5 \text{ pF} \quad C''_1 = 150 \text{ pF/m}$$

$$\text{et on trouve } Z_s = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 113.000 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \text{et } \langle Z_s \rangle = \frac{8}{\beta^2 \lambda^2} 91.500 \text{ } \Omega/\text{m}$$

On voit que dans ce cas, la valeur pratique de l'impédance shunt est de l'ordre de 55 % seulement de sa valeur théorique.

Pour relever les impédances caractéristiques Z'_c , on peut penser à faire appel à des bobinages, mais la première des expressions 4.3.7. montre que ce qui intervient est en réalité le rapport $\frac{L_1}{R_1}$ et ce rapport ne peut qu'être diminué par le choix d'une telle solution, qui est donc dépourvue d'intérêt pratique.

4.4. Structures à cavités résonnant sur un mode T.E. (type b).

On a vu au paragraphe 4.3. que l'inconvénient des structures à lignes était de faire refermer les courants qui traversent les intervalles d'accélération par les conducteurs relativement longs et étroits constituant la ligne. De plus, aux ventres de courant, ces conducteurs sont parcourus par la somme des courants correspondant à plusieurs tubes de glissement.

Ces inconvénients sont évités en utilisant des structures du type b (figure 13), dans lesquelles ces courants se referment transversalement au lieu d'avoir à parcourir la ligne dans toute sa longueur comme précédemment.

On est alors naturellement conduit à étudier des structures dérivées d'un guide résonnant sur le mode TE (figure 24), les tubes de glissement étant alternativement supportés par des plaques reliées aux parois opposées du guide.

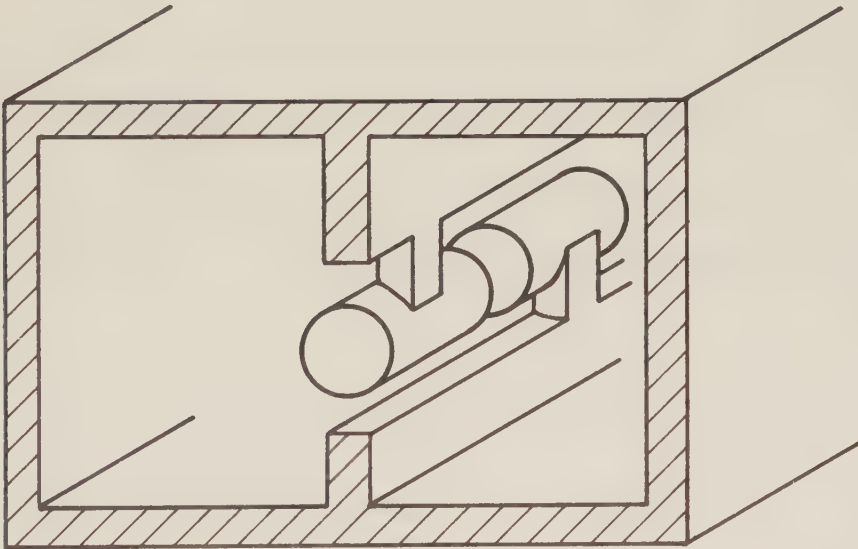


Figure 24. - Guide rectangulaire fonctionnant sur un mode T.E. chargé par des tubes de glissement.

Un calcul très sommaire montre que la charge capacitive apportée par les tubes de glissement est considérable. Par exemple,

dans le cas d'un guide de 0,5 m de large et de 0,25 d'épaisseur, la capacité linéique équivalente ramenée au centre est 1,25 pF/m. Le fonctionnement d'un tel guide est complètement perturbé par la charge apportée par les intervalles d'accélération, de quelques dizaines de pF/m au moins.

Il en résulte que, pour une fréquence donnée, on devra utiliser un guide de beaucoup plus faible section que le guide non chargé et qu'on peut, en première approximation du moins, négliger les courants de circulation dans le guide devant ceux qui traversent les intervalles d'accélération.

En fait, on utilisera un régime d'ondes stationnaires. Si on considère un guide de longueur indéfinie, il est clair que ce sont les tronçons de guide situés au voisinage d'un ventre de tension qui seront les plus efficaces pour l'accélération. Ce point sera d'ailleurs précisé un peu plus loin.

De tels tronçons peuvent effectivement être découpés dans le guide, à condition que leurs terminaisons aient l'impédance appropriée (en l'espèce, une forte impédance).

La longueur d'un tel tronçon sera inférieure à la demi-longueur d'onde sur le guide. Pour que ce tronçon puisse être long, la vitesse de phase doit être grande, et on doit donc fonctionner au voisinage de la fréquence de coupure, ce que nous supposons ici (cette question sera précisée au paragraphe 5-2).

Pour fixer les idées, considérons tout d'abord le cas d'une configuration de champs dérivée de celle du mode TE_{01} dans un guide

rectangulaire. La coupe de la cavité résonnante ainsi formée est représentée en perspective cavalière figure 25-I où on a schématisé la charge capacitive répartie due aux tubes de glissement par un condensateur plan entre les armatures duquel existe la tension à haute fréquence V . La forme des lignes de champ magnétique dans un plan horizontal est indiquée figure 25-II. Sauf aux extrémités, ce champ est essentiellement longitudinal (on peut d'ailleurs remarquer qu'à la fréquence de coupure, la vitesse de groupe est nulle. Le flux du vecteur de Poynting à travers une section est donc nul. Le champ électrique étant transversal, le champ magnétique est longitudinal. Le vecteur de Poynting étant transversal dans une section, l'énergie oscille localement entre la forme électrique et la forme magnétique).

De plus, si on néglige les courants de circulation dans le reste du guide devant ceux qui existent entre les armatures du condensateur (ce qui est valable dans la mesure où la charge capacitive est forte) la densité superficielle de courant J_s est constante à l'intérieur des parois et l'intensité du champ magnétique est donc constante ($H = J_s$) dans cette section (fig. 25-I).

Si on considère alors un tronçon élémentaire de guide de longueur dl , on voit que les deux demi-sections se trouvent connectées en parallèle sur le condensateur. S étant la surface de la demi-section, la tension induite aux bornes du condensateur est alors, si B est l'induction :

$$4.4.1. \quad V = -j\omega S B$$

D'autre part, si la capacité linéique du condensateur est C_1 , la capacité du condensateur élémentaire est $C_1 dl$ et le courant est :

$$dI = j\omega V C_1 dl$$

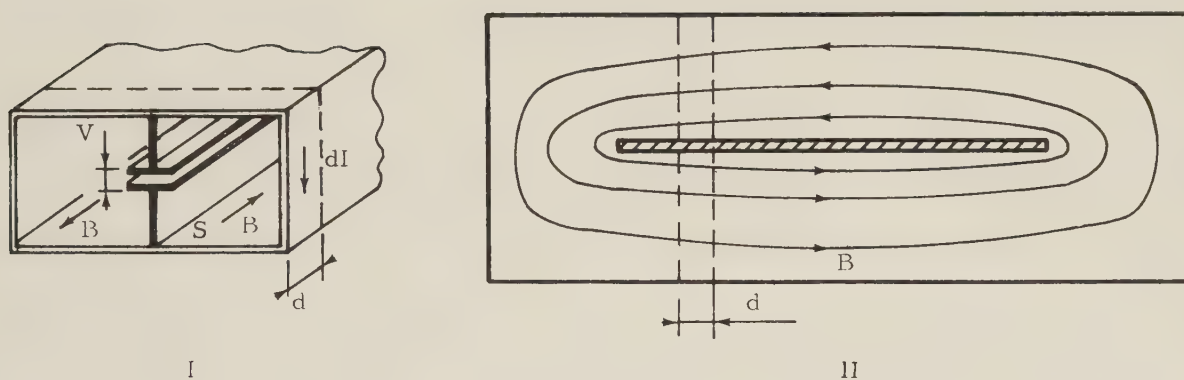


Figure 25. - Configuration dérivée du mode TE_{01} .

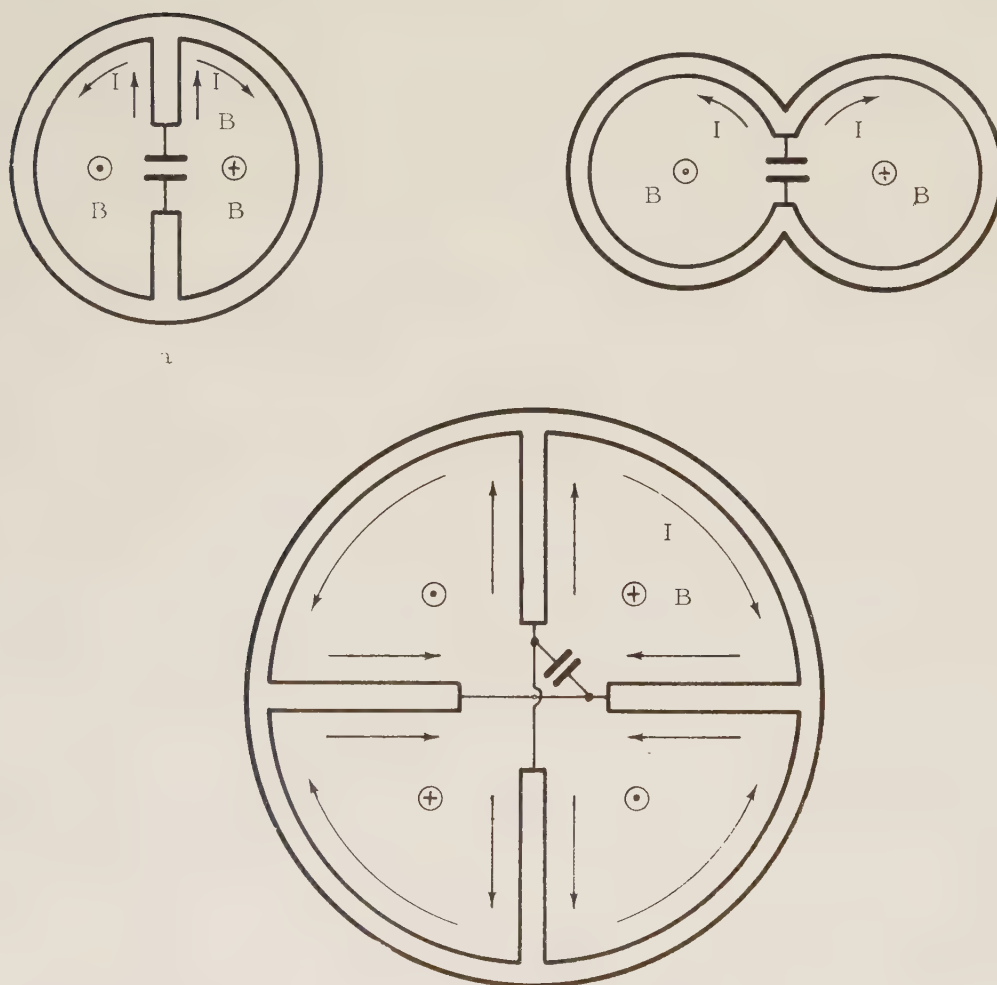


Figure 26. - Trois configurations utilisant un mode T.E.

Ce courant se partage en deux, et sur les parois, la densité superficielle est donc :

$$4.4.2. \quad J_s = \frac{1}{2} j \omega V C_1 \quad \text{soit} \quad B = \frac{\mu_0}{2} j \omega V C_1$$

En rapprochant les expressions 4.4.1 et 4.4.2, on trouve immédiatement :

$$4.4.3. \quad S = \frac{2}{\mu_0 \omega^2 C_1}$$

Ces considérations permettent de préciser l'intérêt de travailler au voisinage d'un ventre de tension. En effet, V est proportionnel au flux magnétique à travers la demi-section. Seule la composante B_z contribue à ce flux. Il en résulte que seule la composante transversale du courant sur les parois est utile : la composante longitudinale ne peut exister qu'en pure perte, du point de vue de l'énergie dissipée.

On voit d'après l'expression 4.4.3. que, pour une capacité linéique C_1 et une pulsation ω données, la surface S est constante. L'expression 4.4.2 montre qu'alors J_s est constante si V l'est.

Pour une tension donnée, les pertes par unité de longueur de guide sont donc proportionnelles au périmètre P d'une demi-section. Il en résulte que l'impédance shunt linéique sera, à C_1 et ω données, donc à S constante, proportionnelle à $\frac{1}{P}$.

C'est pourquoi, figure 25, on a représenté la demi-section S comme carrée. Une telle forme n'est pas très facile à employer en pratique. Pour utiliser au mieux une enceinte à vide, il est préférable d'utiliser une structure cylindrique telle que celle représentée en coupe figure 26-a.

Pour cette structure, de rayon R , la surface de la demi-section est $S = \frac{\pi R^2}{2}$ et son périmètre est $P_a = (\pi + 2) R$.

On peut comparer son impédance shunt linéique Z_{sa} à celle du guide représenté figure 26-b, formé de deux demi-sections circulaires accolées, et qui offre la meilleure impédance shunt, car il offre le meilleur rapport de la surface au périmètre.

Pour la même surface S , le rayon doit être $R_b = \frac{R}{\sqrt{2}}$. Le périmètre de la demi-section est alors $P_b = 2\pi R_b$ soit $P_b = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} R$ et le rapport des impédances shunt est :

$$\frac{Z_{sb}}{Z_{sa}} = \frac{P_a}{P_b}, \quad \text{soit} \quad \frac{Z_{sb}}{Z_{sa}} = 1,16$$

En suivant un raisonnement analogue, on trouve que le rapport de l'impédance shunt du guide de la figure 25 à celui de la figure 26-a est 1,025.

On peut imaginer d'autres dispositions, plus compliquées, telle celle représentée figure 26-c, et qui dérive du mode TE_{11} dans un guide à section carrée, dans laquelle les tubes de glissement sont supportés suivant leur diamètre consécutivement par des plaques porte tubes horizontales et verticales.

Dans ce cas, le courant issu des tubes de glissement se divise en quatre parties. La densité J_z est, à tension et capacité linéiques égales, deux fois plus faible que dans les cas précédents.

Pour retrouver la même f. e. m. d'induction que dans le cas 25-a, le flux embrassé par un quadrant doit être le même que pour le demi-cercle

du cas précédent. Le champ étant deux fois plus faible (puisque J_s est divisé par deux), le rayon d'une telle structure doit donc être $R_c = 2R$.

Le périmètre d'une demi-section (pour effectuer la comparaison avec la structure de la figure 25-a) est alors $P_b = (8 + 2\pi)R$ et les pertes sont donc dans le rapport :

$$\frac{J_{sc}^2}{J_{sa}^2} \frac{P_b}{P_a} = \frac{1}{4} \frac{8 + 2\pi}{2 + \pi}, \text{ d'où } \frac{Z_{sc}}{Z_{sa}} = 1,4$$

L'impédance shunt est donc améliorée d'environ 40 % au prix d'une disposition mécanique beaucoup plus encombrante.

Désormais, nous nous attacherons plus spécialement à l'étude de la structure représentée en a figure 26.

D'après l'expression 4.4.3., on trouve, en remarquant que la surface de la demi-section est $S = \frac{1}{2} \pi R^2$

$$R = \frac{2}{\sqrt{\mu_o \pi}} \frac{1}{\omega C_1^{1/2}}$$

soit,

$$4.4.4. \quad R = 160 f^{-1} C_1^{-\frac{1}{2}}$$

Cette expression, établie en système MKSA, se trouve également valable si R est exprimé en mètres, C_1 en pF/m et f en MHz.

Les pertes par unité de surface sont :

$$P_s = \frac{1}{2} \left(\pi \mu \rho f \right)^{1/2} J_s^2$$

soit, dans le cas du cuivre $P_s = \frac{1}{2} \frac{2 \pi 10^{-7}}{2,5} f^{1/2} J_\varepsilon^2$

où J_s a été défini en 4.4.2.

La surface de conducteurs par unité de longueur est $2(\pi + 2) R$.

On en déduit les pertes par unité de longueur du guide. En remplaçant R par sa valeur tirée de l'expression 4.4.4. on obtient :

$$P_1 = 2,05 \cdot 10^{-3} f^{3/2} C_1^{3/2} V^2$$

Dans une telle structure, il y a deux intervalles d'accélération par longueur $\beta \lambda$.

L'impédance shunt linéique est donc :

$$Z_s = \frac{4}{\beta^2 \lambda^2} \frac{V^2}{P_1}$$

Ce qui donne, en remplaçant P_1 par sa valeur :

$$Z_s = 2,15 \cdot 10^{-14} \beta^{-2} C_1^{-3/2} f^{1/2} \text{ MKSA}$$

En prenant des unités plus appropriées aux ordres de grandeurs à considérer, et compte tenu du fait que ce calcul est assez approximatif, on peut écrire :

$$4.4.5. \quad Z_s = 20 \beta^{-2} C_1^{-3/2} f^{1/2}$$

$$\text{M } \Omega/\text{m} \quad \text{pF/m} \quad \text{MHz}$$

Des mesures effectuées sur des maquettes ont montré que les impédances shunt effectivement obtenues sont comprises entre 50 % et 80 % des valeurs théoriques. On a aussi étudié des cavités courtes devant la longueur d'onde telles que celle représentée figure 27.

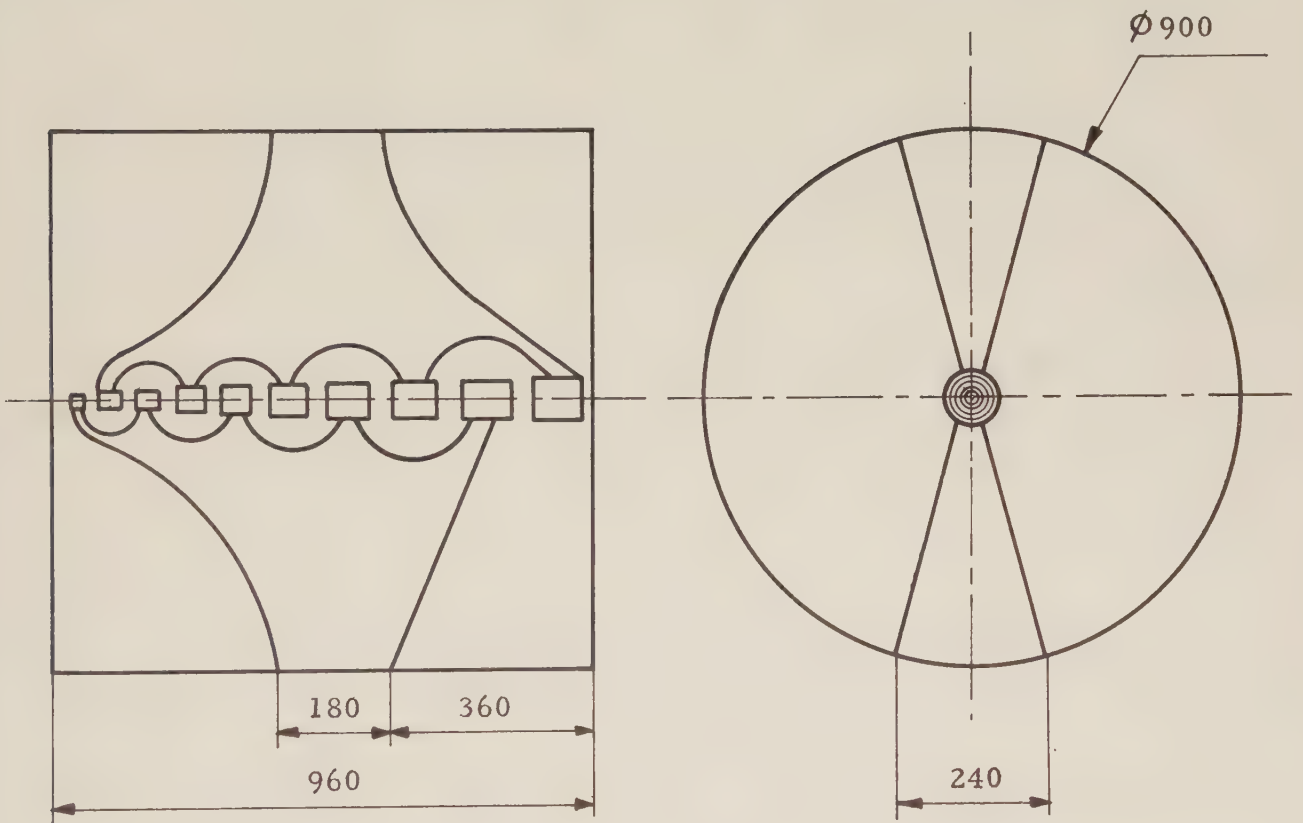


Figure 27.

Maquette de cavité, (cotes en millimètres).

La densité de courant sur les conducteurs centraux est alors nettement plus grande que sur les parois extérieures, et les pertes sont augmentées.

A titre d'exemple, on va indiquer les résultats obtenus avec la maquette de la figure 27.

- La fréquence de résonance est $f = 68,8 \text{ MHz}$.
- La constante de temps de la cavité est $\theta = 40 \text{ } \mu\text{s}$.
- La surtension $Q = \pi f \theta$ est donc sensiblement 8000.

Pour mesurer la capacité C , on a chargé la cavité par des capacités c .

La relation de résonance, $\frac{1}{\omega^2} = L (C + c)$, montre que la droite $\frac{1}{\omega^2} = f(c)$ coupe l'axe des c au point d'abscisse $c = -C$. On a ainsi obtenu $C = 30 \text{ pF}$.

La résistance d'antirésonance de la cavité est alors :

$$R_a = \frac{Q}{C \omega} = 0,66 \text{ M}\Omega$$

Si V est la tension crête entre chaque intervalle d'accélération, sauf les deux intervalles terminaux où on a $\frac{V}{2}$, la somme de ces tensions est 10 V, et la puissance dissipée $P_j = \frac{V^2}{2 R_a}$.

La longueur de la cavité étant 0,9 m, on obtient l'impédance shunt linéique moyenne :

$$Z_s = \frac{100 V^2}{0,9 P_a} = 147 \text{ M}\Omega/\text{m}$$

Pour comparer au cas idéal du guide indéfini vibrant sur le mode TE_{01} , uniformément chargé, on peut remarquer qu'il y a dix cellules d'accélération pour 0,9 m.

En supposant la structure parcourue par des particules de vitesse v constante, une cellule mesurerait 0,09 m et serait parcourue

$$\text{en } \frac{T}{2} = \frac{1}{2f}, \text{ et on aurait } v = 0,18 f.$$

Pour la fréquence $f = 68,8 \text{ MHz}$, on en déduit immédiatement

$$\beta = \frac{v}{c} = 4,1 \cdot 10^{-2}.$$

La capacité linéique serait $\frac{30}{0,9} = 33,3 \text{ pF/m}$

L'expression 4.4.5. donne alors :

$$Z_s = 500 \text{ M}\Omega/\text{m}$$

L'intérêt des systèmes utilisant des modes T.E. quant à l'impédance shunt a été confirmé par des études consécutives à la nôtre /2, 37, 38/.

4.5. Structure du type c (cellules associées en série, E longitudinal).

Ce type de disposition qui comprend en particulier la structure d'Alvarez et le guide à iris est de beaucoup celui qui est le plus employé.

Il a fait l'objet de nombreuses études très approfondies, aussi va-t-on seulement donner un aperçu des principes de fonctionnement et indiquer les résultats obtenus.

Toutes ces structures dérivent d'un empilement d'éléments constitués d'une cavité réentrante.

Une telle cavité (figure 28), de longueur L , dont les parties

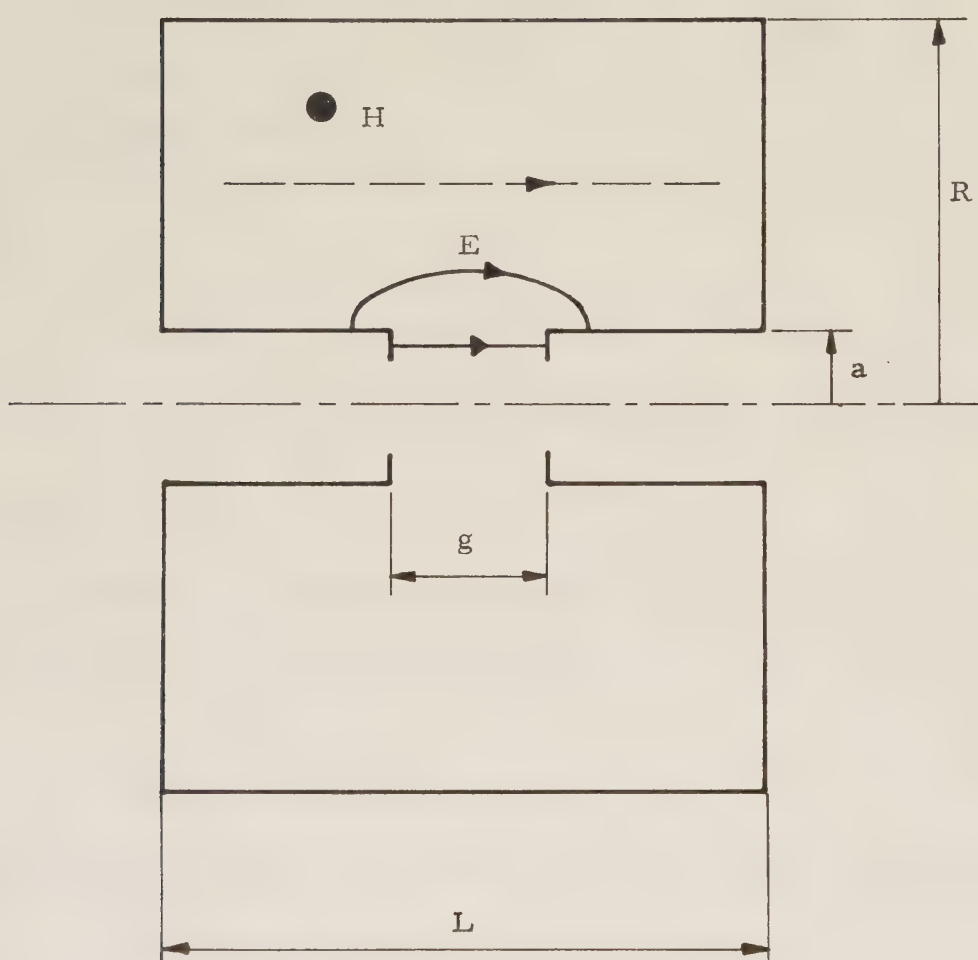


Figure 28. Cavité réentrante.

réentrantes constituent deux demi-tubes de glissement de rayon a séparés par l'intervalle d'accélération g est susceptible de résonner sur un mode dérivé du type TM_{010} .

En pratique, la perturbation apportée par les parties réentrantes n'est pas très importante, et le rayon R de la cavité est de l'ordre de $0,3 \lambda$.

On voit que dans ce type de structures le champ E n'est pas étroitement limité aux intervalles d'accélération et que l'intensité totale des courants qui parcourent les parois de la cavité est grande. Toutefois ces courants s'étalent sur une grande surface conductrice, les intensités superficielles sont assez faibles et les pertes peuvent rester modérées.

L'impédance shunt linéique d'une cavité cylindrique longue non chargée vibrant sur ce mode est, /31/ :

$$4.5.1. \quad Z_s = 5,6 f^{1/2} \\ M \Omega / m \quad \text{MHz}$$

Dans une cavité telle que celle de la figure 28, les faces terminales introduisent des pertes supplémentaires d'autant plus grandes que la cavité est courte, et les tubes de glissement des pertes dont l'importance relative croît au contraire avec la longueur de la cavité. Le calcul et l'expérience montrent que l'impédance shunt linéique se dégrade très rapidement dès que la longueur de la cavité approche de son rayon /39/.

Il est facile d'obtenir d'une cavité à la suivante des champs en concordance ou en opposition de phase, et des champs en quadrature peuvent s'obtenir sans trop de difficultés. C'est pourquoi il est intéressant de considérer les cas où la rotation de phase d'une cavité à la suivante est 2π , π , ou même $\frac{\pi}{2}$ comme cela a déjà été proposé /40/.

Dans chacun de ces cas, l'impédance shunt se dégrade donc quand la longueur de la cavité élémentaire respectivement $\beta\lambda$, $\frac{\beta\lambda}{2}$ et $\frac{\beta\lambda}{4}$, approche du rayon, voisin de $0,3\lambda$, ce qui correspond respectivement à :

$$\beta = 0,3 \qquad \beta = 0,6 \qquad \text{et} \qquad \beta = 1,2$$

Les deux premières cavités ne conviennent donc qu'à accélérer des particules d'énergies respectivement inférieures à 50 MeV/nucléon et 200 MeV/nucléon environ, alors que la dernière est susceptible d'accélérer des particules relativistes, pour lesquelles $\beta \approx 1$.

On voit que pour les valeurs de β faibles on est conduit à des cavités très aplaties, et la surface des faces terminales de chaque cavité élémentaire est une partie importante de la surface totale.

Pour éliminer ces faces et les pertes qu'elles entraînent, Alvarez a eu l'idée de juxtaposer de telles cavités, excitées en concordance de phase, de sorte que les courants radiaux circulant de part et d'autre d'une face commune soient opposés.

On peut alors supprimer la face commune aux cavités juxtaposées.

Une structure du type Alvarez consiste donc en une cavité vibrant sur le mode TM_{010} sur l'axe de laquelle sont alignés les tubes de glissement, le pas étant $L = \beta \lambda$.

Les pertes observées sur les faces terminales d'une telle cavité sont négligeables devant celles qui ont lieu sur la surface latérale et sur les tubes de glissement, ces dernières ne devenant importantes que soit quand les tubes de glissement sont longs (à partir de $\beta = 0,3$ ce type de cavité ne présente plus guère d'intérêt), soit quand leur diamètre est une fraction importante du diamètre de la cavité.

L'impédance shunt linéique théorique est donc voisine de celle donnée par l'expression 4.5.1., les impédances shunt pratiquement observées ont environ les $3/4$ de cette valeur /5/.

L'accroissement des pertes dû à l'allongement des tubes de glissement peut être minimisé dans une certaine mesure en donnant à ceux-ci une section longitudinale renflée dans la partie médiane.

Néanmoins, ce type de structures est tout à fait impropre à l'accélération de particules pour $\beta > 0,4$. On a alors intérêt à revenir à la structure formée de cavités juxtaposées ("Pill-boxes") excitées en opposition de phase (mode π), ce qui permet de les raccourcir. La longueur de la cavité, $L = \frac{\beta \lambda}{2}$, s'accroît avec β et l'impédance

shunt linéique diminue sensiblement à partir de $\beta = 0,6$ environ. On a donc été conduit à étudier le mode $\frac{\pi}{2}$, dans lequel la longueur de la cavité est $\frac{\beta\lambda}{4}$.

On a pu montrer que cette solution est valable pour $\beta > 0,9$ /20, 41/.

La longueur g de l'intervalle d'accélération pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de $\frac{\beta\lambda}{4}$, c'est-à-dire celle de la cavité, les tubes de glissement disparaissent. On retrouve la structure de guide à iris, classique pour les accélérateurs d'électrons. On peut, en principe, encore réduire les pertes en remplaçant les iris conducteurs par des iris diélectriques.

4.6. Structures du type d (filtre passe haut).

Dans de telles structures, les éléments inductifs sont essentiellement constitués par les supports des tubes de glissement, qu'ils soient rectilignes, de section cylindrique ou aplatie longitudinalement, ou forment une boucle /37/, ou bien soient aplatis transversalement (ligne à vannes /31/). L'étude théorique de telles structures est difficile, elles n'ont donné lieu à aucune étude expérimentale très poussée.

On va traiter ici le cas simple d'une juxtaposition de coaxiaux résonant en quart d'onde ou en demi-onde chargés par un tube de glissement placé au ventre de tension (figure 29).

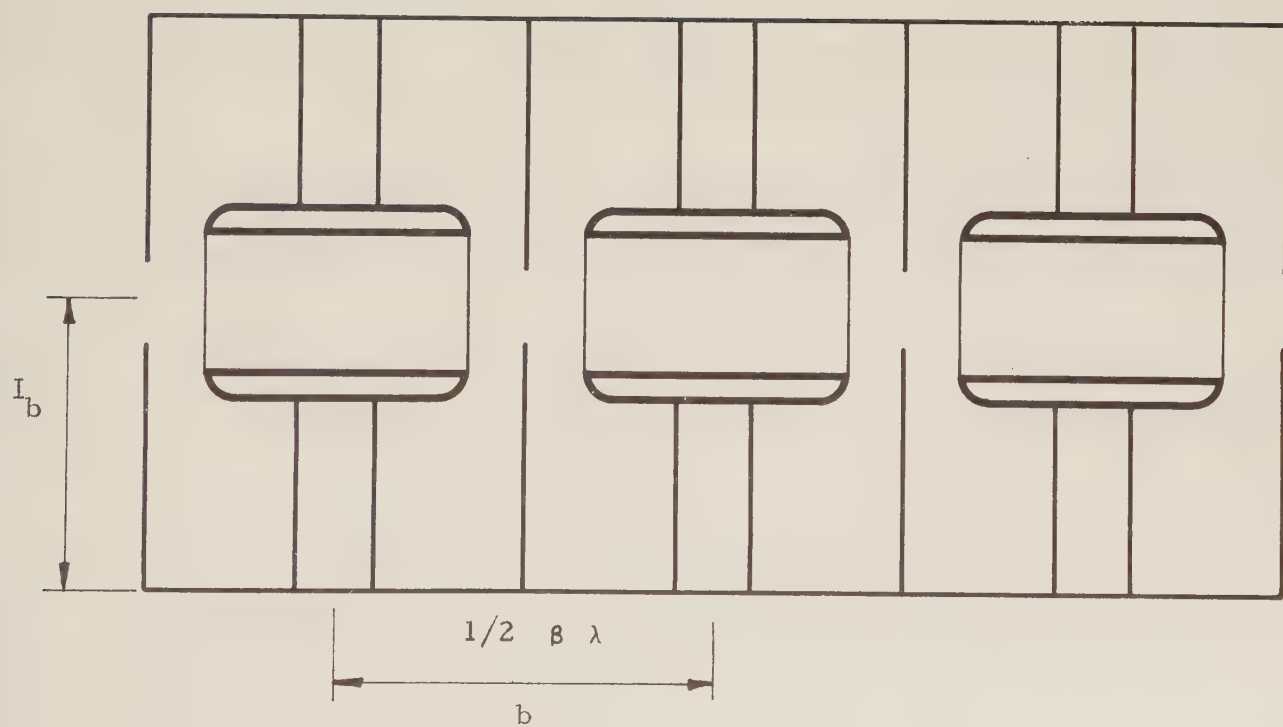
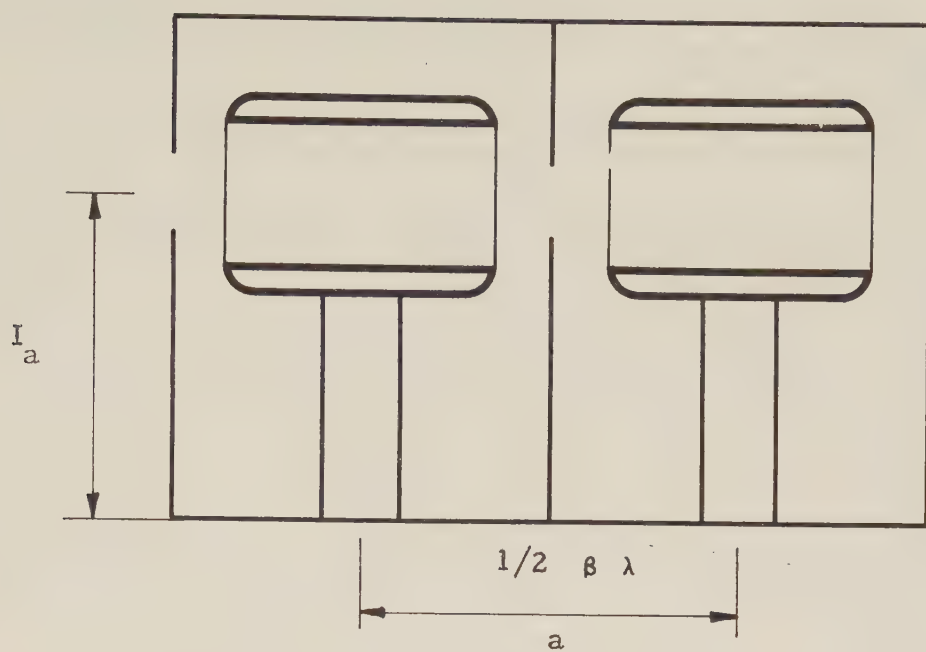


Figure 29. Résonateurs en $\frac{\lambda}{4}$ ou $\frac{\lambda}{2}$.

Le système fonctionnant sur le mode π , la longueur d'une cellule est $L = \frac{\beta \lambda}{2}$.

Soit alors C la capacité apportée à l'extrémité du coaxial par le tube de glissement. Elle est environ quatre fois plus grande que celle qu'on observerait entre deux tubes de glissement consécutifs. En effet, la capacité entre deux tubes de glissement est constituée par la mise en série des deux capacités présentées entre les extrémités de deux tubes de glissement consécutifs et l'équipotentielle de potentiel zéro qui se trouve au milieu de l'intervalle de glissement. Chacune de ces capacités est donc double de la capacité entre deux tubes, et il y en a une à chaque extrémité du tube.

D'après les considérations du paragraphe 3.7., cette capacité est donc de l'ordre de 10 à 40 pF pour des tubes de glissement ne comportant pas de dispositif de focalisation, dans le domaine des β faibles, et de l'ordre de 50 à 200 pF pour des tubes de grand diamètre renfermant des dispositifs de focalisation. En vue de comparer les structures, on prendra 100 pF comme valeur typique de capacités fortes, et 25 pF pour les capacités faibles.

La capacité C doit être accordée par l'impédance présentée par la ligne en son extrémité (cas a) ou en son milieu (cas b), ce qui définit les longueurs l_a et l_b correspondantes, telles que l'on ait respectivement

$$4.6.1. \quad \frac{1}{C\omega} = Z_c \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_a}{\lambda}$$

$$\frac{1}{C\omega} = \frac{1}{2} Z_c \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_b}{\lambda}$$

Pour évaluer l'impédance shunt, on va tout d'abord évaluer les pertes.

Soit I_{cc} le courant au court-circuit dans un coaxial. Le courant I à la distance x du court-circuit est alors :

$$I = I_{cc} \cos 2 \pi \frac{x}{\lambda} \text{ et les pertes sont}$$

$$W = \int_0^l \frac{1}{2} R_1 I^2 dx, \text{ ou } W = \frac{1}{4} R_1 I_{cc}^2 \int_0^l (1 + \cos 4 \pi \frac{x}{\lambda}) dx$$

$$\text{soit } W = \frac{1}{4} R_1 I_{cc}^2 \left(1 + \frac{\lambda}{4} \sin 4 \pi \frac{l}{\lambda}\right)$$

où R_1 est la résistance linéique.

En remplaçant I_{cc} par sa valeur en fonction du courant I_0 au ventre de tension, on obtient :

$$W = \frac{1}{4} I_0^2 R_1 \frac{1}{\cos^2 2 \pi \frac{l}{\lambda}} \left(1 + \frac{\lambda}{4} \sin 4 \pi \frac{l}{\lambda}\right)$$

Ce courant I_0 est dans le cas a celui qui traverse la capacité C ; et dans le cas b seulement la moitié de ce courant. Il résulte des expressions 4.6.1. que dans les deux cas la tension aux bornes de la capacité est :

$$V = I_0 Z_c \operatorname{tg} 2 \pi \frac{l}{\lambda}$$

Cette tension apparaissant entre les deux extrémités du tube de glissement et le conducteur externe du coaxial, elle doit être comptée deux fois pour obtenir l'impédance shunt.

Dans le cas a , celle-ci est alors :

$$4.6.2. \quad a) \quad \eta_s = 16 \frac{Z_c^2}{R_1} \frac{\sin^2 2\pi \frac{l_a}{\lambda}}{l_a + \frac{\lambda}{4\pi} \sin 4\pi \frac{l_a}{\lambda}}$$

Dans le cas b, il y a deux lignes de part et d'autre du tube de glissement et :

$$4.6.3. \quad b) \quad \eta_s = 8 \frac{Z_c^2}{R_1} \frac{\sin^2 2\pi \frac{l_b}{\lambda}}{l_b + \frac{\lambda}{4\pi} \sin 4\pi \frac{l_b}{\lambda}}$$

Ces expressions se simplifient si la ligne peut être considérée

comme courte (charge capacitive $C\omega \gg \frac{1}{Z_c}$) ou voisine de $\frac{\lambda}{4}$
 $(C \approx \frac{1}{Z_c \omega})$.

Si la ligne est courte,

$$l_a \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{Z_c C\omega}$$

$$l_b \approx \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{Z_c C\omega}$$

et on obtient :

$$4.6.4. \quad \eta_s = \frac{8}{cC} \frac{Z_c}{R_1} \quad \text{dans les deux cas.}$$

(c = vitesse de la lumière)

Si la ligne est voisine de $\frac{\lambda}{4}$

$$4.6.5. \quad \eta_s = 64 \frac{Z_c^2}{R_1 \lambda} \quad (\text{cas a})$$

$$\eta_s = 32 \frac{Z_c^2}{R_1 \lambda} \quad (\text{cas b})$$

La disposition b a un encombrement transversal entre deux et quatre fois plus grand que la disposition a, pour une impédance shunt qui peut être jusqu'à deux fois inférieure, et ne peut donc lui être préférée que si par exemple la ligne coaxiale simple est très courte, cas auquel cette disposition assure au tube de glissement un état beaucoup plus voisin de l'état équipotentiel, ou pour des raisons de rigidité par exemple.

On peut faire apparaître la surtension du coaxial $Q = \frac{L_1 \omega}{R_1}$ en posant $Z_c = cL_1$.

Dans le cas d'une ligne courte :

$$\eta_s = \frac{8}{cC} \frac{cL_1}{R_1} \quad \text{soit :}$$

$$4.6.6. \quad \eta_s = \frac{8}{C \omega} Q$$

et on voit que pour une fréquence donnée, c'est le coaxial ayant la meilleure surtension qui donnera la meilleure impédance shunt.

Dans le cas d'une ligne voisine de $\frac{\lambda}{4}$,

$$\eta_s = 64 c Z_c \frac{L_1}{R_1} \quad \text{soit}$$

$$4.6.7. \quad \eta_s = \frac{64}{2\pi} Q Z_c$$

et c'est le produit $Q Z_c$ qu'on devra optimiser.

Pour un rapport $\frac{r_2}{r_1}$ du rayon extérieur au rayon intérieur du coaxial donné, Z_c est constant et est proportionnel à r_2 ; on a donc intérêt à prendre r_2 le plus grand possible, donc voisin de $\frac{1}{4} \beta \lambda$ comme on peut le voir sur la figure 29.

Q sera alors maximum pour $\frac{r_2}{r_1} = 3,6$ et sa valeur est alors, pour du cuivre, $Q = 8,4 f^{1/2} r_2$.

Le maximum de $Q Z_c$ a lieu pour $\frac{r_2}{r_1} = 9$, et est alors sensiblement, pour du cuivre:

$$4.6.8. \quad Q Z_c = 900 f^{-1/2} r_2.$$

On a alors $Z_c = 130 \Omega$

Le produit $Q Z_c$ varie très peu en fonction de $\frac{r_2}{r_1}$, et pour $\frac{r_2}{r_1} = 3,6$, il est inférieur d'environ 20 % seulement à son maximum.

On peut alors évaluer l'impédance shunt linéique. En remarquant qu'on a $\frac{2}{\beta\lambda}$ cellules par unité de longueur, on voit que :

$$Z_s = \frac{2}{\beta\lambda} \eta_s.$$

Dans le cas d'une charge capacitive forte et d'une ligne courte

$$Z_s = \frac{2}{\beta\lambda} \frac{8}{C\omega} Q$$

En remplaçant Q par sa valeur, dans le cas de conducteurs en cuivre, et pour $\frac{r_2}{r_1} = 3,6$ en remarquant que $r_2 = \frac{1}{4} \beta\lambda$

on trouve :

$$Z_s = 5,4 f^{-1/2} C^{-1}$$

soit, en exprimant Z_s en $M\Omega/m$, f en MHz et C en pF :

$$4.6.9. \quad Z_s = 5,4 \cdot 10^3 f^{-1/2} C^{-1}$$

En remarquant que $C^{-1} \sim \lambda^{-1} \sim f$, pour des structures homothétiques, on voit que l'on retrouve bien une expression en $f^{1/2}$, conformément à la formule de Slater 3.1.1. Mais, pour une capacité donnée on a dans ce cas intérêt à choisir une fréquence relativement basse.

A titre d'exemple, en utilisant cette approximation pour la

valeur typique $C = 100$ pF et pour $\lambda = 8$ m, on a $\frac{C\omega}{Z_c} = 3,5$ et on

obtient $Z_s = 8,4 M\Omega/m$, ce qui est une valeur faible. D'autre part, on

doit noter que dans ce cas, en utilisant la disposition b, la longueur du support de tube est seulement 6,5 cm.

La disposition a toutefois a été retenue, avec $f = 24$ MHz, dans un préaccélérateur effectivement construit /25/.

Dans le cas où $C \omega \ll \frac{1}{Z_c}$, où l'approximation de la ligne en $\frac{\lambda}{4}$

est valable, l'impédance shunt linéique est :

$$Z_s = \frac{2}{\beta \lambda} \frac{64 c}{\lambda} \frac{Q Z_c}{\omega} = \frac{64 Q Z_c}{\pi \beta \lambda}$$

soit, en remplaçant $Q Z_c$ par sa valeur optimale pour $r^2 = \frac{1}{4} \beta \lambda$, et dans le cas du cuivre :

$$Z_s = 4,6 \cdot 10^3 f^{1/2} \text{ MKSA}$$

ou, en exprimant f en MHz en Z_s en $M \Omega/m$:

$$4.6.10. \quad Z_s = 4,6 f^{1/2}$$

Pour $\lambda = 3$ m, par exemple, $Z_s = 46 M \Omega/m$

Il est intéressant de voir quelle est l'impédance shunt dans le cas d'une charge capacitive moyenne, de l'ordre de grandeur de l'impédance caractéristique de la ligne.

$$\text{Si } \frac{1}{C\omega} = Z_c, \quad l = \frac{\lambda}{8} \quad \text{et :}$$

$$\eta_s = \frac{4\pi}{\pi+2} \frac{16}{\lambda} \frac{Z_c^2}{R_1}$$

ce qu'on peut encore écrire :

$$\eta_s = \frac{32}{\pi+2} Q Z_c$$

En prenant pour $Q Z_c$ la valeur optimale, on obtient, dans le cas du cuivre :

$$Z_s = 2,8 \cdot 10^3 f^{1/2} \text{ MKSA}$$

ou, en exprimant Z_s en $M\Omega/m$ et f en MHz :

$$4.6.11. \quad Z_s = 2,8 f^{1/2}$$

Par exemple, pour $\lambda = 3 \text{ m}$ $Z_s = 28 M\Omega/m$

On peut donner une expression générale approchée de $Z_s = \frac{2}{\beta\lambda} \eta_s$

En remplaçant dans cette égalité η_s par sa valeur tirée de l'expression 4.6.1. où on peut remplacer Z_c^2 par $cL_1 Z_c$ et $\frac{L_1}{R_1}$ par $\frac{Q}{\omega}$ en rappelant que dans tout le domaine auquel on s'intéresse ici $Q Z_c \approx 800 f^{1/2} r_2$ à moins de 10 % près et que $r_2 = \frac{1}{4} \beta\lambda$, on obtient :

$$4.6.12. \quad Z_s = f^{1/2} \frac{\sin^2 2\pi \frac{1}{\lambda}}{\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{4\pi} \sin 4\pi \frac{1}{\lambda}} \text{ (en } M\Omega/m \text{ et MHz)}$$

où $\frac{1}{\lambda}$ est défini par la relation 4.6.1.

On notera que, conformément aux résultats de l'étude aux limites faite au début du paragraphe, on a intérêt à choisir Z_c un peu supérieur à 75Ω (ce qui correspond au maximum de Q) si $\frac{1}{\lambda} \ll \frac{1}{8}$, Z_c un peu inférieur à 130Ω si $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{4}$, et $Z_c = 100 \Omega$ si $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{8}$, sans que ces valeurs soient critiques.

Dans le cas où $C = 25 \text{ pF}$, la longueur des lignes est de l'ordre de $\frac{\lambda}{8}$ et on a pris $Z_c = 100 \Omega$.

On trouve alors, dans le cas a :

4.6.13	pour $\lambda = 3 \text{ m}$	$Z_s = 17 \text{ M}\Omega/\text{m}$
	$\lambda = 8 \text{ m}$	$Z_s = 24 \text{ M}\Omega/\text{m}$

4.7. Structures hélicoïdales.

Dans de telles structures /6, 7, 8, 9/ le champ électrique est assez bien limité au faisceau, mais le passage offert au courant par des conducteurs hélicoïdaux est long et étroit. Ce type d'accélérateur, très bien étudié du point de vue théorique, est d'une réalisation mécanique assez difficile.

De plus, la focalisation du faisceau pose dans ce cas des problèmes particuliers. Il est quasi impossible de placer des dispositifs de focalisation à l'intérieur de la structure sans perturber gravement le champ.

On doit donc généralement placer ces dispositifs à l'extérieur, ce qui implique une focalisation magnétique.

La section du blindage entourant la structure peut être relativement petite, ce qui permet d'utiliser des aimants de focalisation situés à l'extérieur de ce blindage. On peut aussi songer à utiliser une focalisation par champ solénoïdal, en faisant parcourir les conducteurs par un courant continu ou pulsé, superposé au courant H.F.

Dans les conditions les meilleures, c'est-à-dire si le rayon de l'hélice a est voisin de $\frac{1}{16} \beta \lambda$ (expression 3.2.1.), l'impédance shunt linéique théorique est approximativement, d'après Johnsen /6/ :

$$4.7.1. \quad Z_s = 50 \times 0,18 \lambda^{-1/2} \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)^{1/2} \text{ M}\Omega/\text{m}$$

ce qui peut s'écrire en utilisant la même notation que pour les structures étudiées précédemment.

$$4.7.2. \quad Z_s \approx 0,5 \frac{1}{\beta} f^{1/2} (1 - \beta^2)^{1/2}$$

Il est possible, comme on l'a déjà signalé au paragraphe 1.1., d'utiliser des hélices périodiquement chargées par des tubes de glissement. De telles structures fonctionnent selon le type c. Elles permettent d'utiliser des diamètres d'hélice relativement grands devant la longueur d'onde sur l'hélice tout en obtenant un champ électrique élevé au voisinage de l'axe.

Il ne semble pas que de telles structures, de réalisation compliquée, présentent d'avantages réels. Le calcul de leurs caractéristiques, même très approximatif, est de plus difficile. Pour donner une idée des résultats qu'on peut en attendre, on va considérer une autre structure, qui ne semble pas avoir encore été décrite, de constitution très voisine mais dont le principe de fonctionnement est assez différent.

Cette structure consiste en une série de tubes de glissement utilisant le mode π reliés entre eux par des sections hélicoïdales enroulées dans des sens successivement contrariés (figure 30).

Dans un tel système, le sens du champ magnétique est le même sur toute la longueur. Il en résulte que, à courant égal, l'induction est plus grande que dans les systèmes habituels. L'impédance shunt doit donc être meilleure. Par ailleurs un tel dispositif est facilement calculable, au moins de façon approchée.

Pour évaluer les caractéristiques, on peut considérer une cellule constituée de deux demi-tubes de glissement et de l'enroulement qui les réunit. La longueur de la cellule est $\frac{1}{2} \beta \lambda$. La capacité de l'intervalle d'accélération est C. En fait, comme on le verra d'après les résultats obtenus ci-dessous, cette disposition n'est pratiquement possible que pour des tubes de faible diamètre, donc cette capacité sera faible.

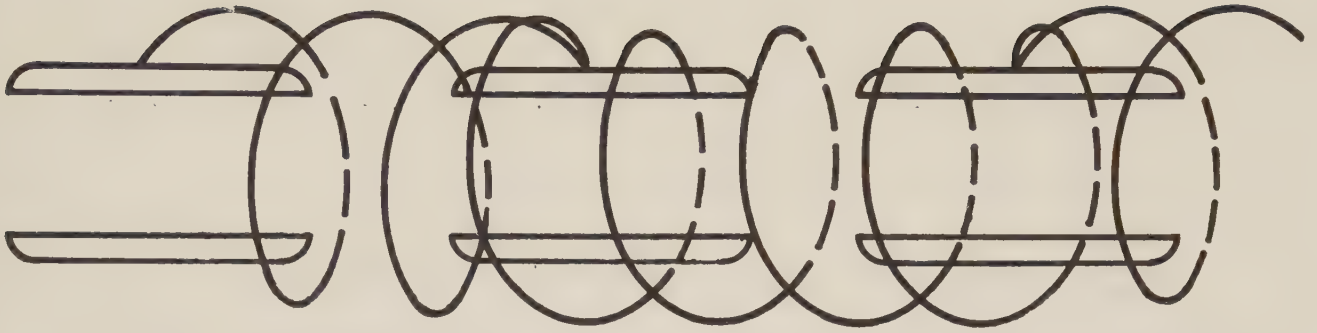


Figure 30. Tubes de glissements connectés à des hélices de pas alternativement contrariés.

Il faut tenir compte en plus de la capacité répartie du bobinage et de la capacité de celui-ci par rapport au blindage extérieur, ce qu'on peut faire assez grossièrement en majorant la capacité C d'une dizaine de picofarads environ. Compte tenu des considérations développées au paragraphe 3.7., on pourra donc poser $C \approx 15 \text{ pF}$.

Le courant qui parcourt l'enroulement est alors :

$$4.7.3. \quad I = VC \omega$$

où V est la tension aux bornes de l'intervalle d'accélération.

D'une cellule à l'autre, le courant ainsi que la longueur $\frac{1}{2}$ varient peu. Le champ magnétique longitudinal H est donc sensiblement constant à l'intérieur d'une cellule et égal à :

$$H = n_1 V C \omega$$

n_1 étant le nombre de tours par mètre de l'enroulement.

Une cellule comporte $\frac{1}{2} n_1 \beta \lambda$ tours.

La section traversée par l'induction magnétique est $\pi (R^2 - r^2)$ si R est le rayon du bobinage, r celui des tubes de glissement. En supposant $R^2 \gg r^2$, la tension V induite aux bornes de la cellule est

$$V = \frac{1}{2} \mu_0 \pi R^2 H \omega n_1 \beta \lambda$$

En remplaçant H par sa valeur, on trouve la condition de résonance :

$$\frac{1}{2} \mu_0 \pi R^2 \omega^2 n_1^2 \beta \lambda C = 1$$

ce qui, en exprimant ω et λ en fonction de f , peut s'écrire :

$$4.7.4. \quad n_1 = 6,5 \cdot 10^{-3} R^{-1} f^{-1/2} \beta^{-1/2} C^{-1/2}$$

Il est intéressant d'évaluer le nombre de tours de bobinage que comporte une cellule, $n = \frac{1}{2} \beta \lambda n_1$. On a :

$$4.7.5. \quad n = 1,95 \cdot 10^6 R^{-1} f^{-3/2} \beta^{1/2} C^{-1/2}$$

L'étude d'une telle structure n'a évidemment de sens que si n est supérieur à quelques unités au moins. L'examen de l'expression 4.7.5.

montre que, pour des valeurs pratiques des différents paramètres, ceci n'est possible qu'en choisissant f relativement basse et β assez élevé. Par exemple, pour :

$$R = 0,1 \text{ m} \quad C = 15 \text{ pF} \quad \beta = 0,1 \quad \lambda = 8 \text{ m},$$

on trouve $n = 4,5$.

On peut alors évaluer les pertes.

Dans le cas où le solénoïde est constitué d'un conducteur de section rectangulaire bobiné à spires jointives, la densité superficielle de courant est $n_1 I$ et, d'après la relation 1 de l'annexe II, les pertes relatives à une cellule sont, dans le cas du cuivre :

$$4.7.6. \quad W = 1,25 \pi 10^{-7} f^{1/2} n_1^2 I^2 R \beta \lambda$$

Suivant les considérations développées à l'annexe II dans le cas d'un conducteur de section circulaire, il y aurait lieu de multiplier ces pertes par le facteur correctif $\frac{4}{3}$

En remplaçant dans l'expression 4.7.6. n_1 et I par leurs valeurs tirées respectivement des expressions 4.7.4. et 4.7.3., on obtient :

$$W = 0,2 R^{-1} f^{1/2} C V^2$$

L'impédance shunt d'une cellule est donc

$$\eta_s = 5 R f^{-1/2} C^{-1}$$

et, la longueur d'une cellule étant $L = \frac{1}{2} \beta \lambda$, l'impédance shunt linéique est $\frac{2}{\beta \lambda} \eta_s$, soit :

$$4.7.7. \quad Z_s = 3,3 \cdot 10^{-8} R f^{1/2} \beta^{-1} C^{-1} \quad \text{MKSA}$$

$$\text{ou} \quad Z_s = 33 R f^{1/2} \beta^{-1} C^{-1}$$

$$\text{M}\Omega/\text{m} \quad \text{m} \quad \text{MHz} \quad \text{pF}$$

Par exemple, pour $\lambda = 8 \text{ m}$, $C = 15 \text{ pF}$, $\beta = 0,1$, $R = 0,1 \text{ m}$, on obtient $Z_s = 13,5 \text{ M}\Omega/\text{m}$.

On n'a procédé à aucune vérification expérimentale sur ce type de structure qui ne semble pas présenter d'avantage déterminant.

4.8. Comparaison des différentes structures.

De telles comparaisons ont déjà été publiées par un certain nombre d'auteurs dans le domaine des énergies relativistes /39, 40, 41/.

Nous nous intéressons ici au contraire au domaine des basses énergies. D'ailleurs, les structures étudiées au cours de ce travail, à l'exception de celles du type c, paragraphe 4.5. et d, paragraphe 4.6, ont des impédances shunts dans l'expression desquelles figurent des facteurs en β^{-1} ou β^{-2} .

Par rapport à la structure classique d'Alvarez, ces structures ne présentent de l'intérêt que dans le cas où la charge capacitive linéique C_1

est faible. A titre indicatif, on a pris 40 pF/m pour toutes les structures,

En s'inspirant du tableau de la figure 12, on a choisi 3 m et 8 m comme longueurs d'ondes typiques pour les accélérateurs à tubes de glissement, 5 m et 15 m pour les hélices.

On se limitera aux cas qui présentent un intérêt pratique, compte tenu des remarques qui vont suivre.

Dans le cas des structures de type a, on n'a traité que la ligne coaxiale, la paire sous écran ayant des caractéristiques voisines mais inférieures. On a fait remarquer au paragraphe 4.3. que le diamètre D' était limité par la longueur des tubes de glissement. On conçoit aisément que les impédances des supports de tubes sont au moins égales à celles des coaxiaux considérés au paragraphe 4.6. dont l'âme aurait la même longueur et le même diamètre. En prenant des supports environ moitié moins longs que ces coaxiaux, la réactance du support de tube est environ la moitié de l'impédance présentée par l'intervalle d'accélération. Il en résulte un type de fonctionnement hybride de a et de d qui peut d'ailleurs être avantageux dans certains cas. La même remarque s'applique aux structures du type b (guide T.E.), on obtient ainsi des structures interdigitales. On ne peut pas dans ce cas faire des hypothèses simplificatrices de portée suffisamment générale pour qu'on puisse en tirer des conclusions quantitatives. Toutefois une étude faite par Zeidlitz et Iamnitzkii /37/, montre que pour des valeurs de β faibles, l'impédance

shunt est inférieure à celle d'un guide T.E., mais qu'elle décroît beaucoup moins vite en fonction de β , devient supérieure à celle du guide T.E. pour β compris entre 0,1 et 0,2 et reste ensuite acceptable jusqu'à des énergies relativistes.

Un fonctionnement du type a à peu près pur n'est compatible qu'avec des tubes de glissement de petit diamètre. Les longueurs des supports de tubes peuvent alors atteindre environ 0,2 m et 0,5 m respectivement pour $\lambda = 3$ m et $\lambda = 8$ m. Les diamètres D' correspondants mesurent alors environ 0,8 m et 2 m, et les impédances shunts linéiques exprimées en $M \Omega/m$, évaluées à partir du tableau de la figure 18, sont :

$$Z_s = 0,62 \beta^{-2} \quad \text{pour} \quad \lambda = 3 \text{ m}$$

$$Z_s = 0,35 \beta^{-2} \quad \text{pour} \quad \lambda = 8 \text{ m}$$

De telles structures devant pratiquement être utilisées en régime stationnaire, l'impédance shunt linéique moyenne est de 20 % environ inférieure, et on a :

$$Z_s = 0,51 \beta^{-2} \quad \text{pour} \quad \lambda = 3 \text{ m}$$

$$Z_s = 0,28 \beta^{-2} \quad \text{pour} \quad \lambda = 8 \text{ m}$$

Dans le cas de structures du type b (guide T.E.), on trouve comme impédances shunts linéiques et comme rayons, d'après les expressions 4.4.1. et 4.4.2. :

$$Z_s = 0,8 \beta^{-2} \quad R = 0,25 \text{ m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 3 \text{ m}$$

$$Z_s = 0,49 \beta^{-2} \quad R = 0,66 \text{ m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 8 \text{ m}$$

Pour une structure du type c (Alvarez), le diamètre de la cavité est de l'ordre de $0,7 \lambda$.

Les impédances shunts linéiques pour une cavité non chargée sont alors, d'après l'expression 4.5.1. :

$$Z_s = 56 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 3 \text{ m}$$

$$Z_s = 34 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 8 \text{ m}$$

Pour une structure du type d (quarts d'onde à terminaisons capacitives), les expressions 4.6.13 donnent :

$$Z_s = 17 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 3 \text{ m}$$

$$Z_s = 24 \text{ M}\Omega / \text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 8 \text{ m}$$

Ces structures ne sont pas dénuées d'intérêt, car elles permettent d'obtenir de bonnes impédances shunts avec de grandes longueurs d'onde, ce qui permet, même pour de faibles valeurs de β , d'avoir un diamètre de faisceau assez grand et d'utiliser des tubes de glissement relativement longs, simplifiant ainsi les problèmes de focalisation.

C'est apparemment pour ces raisons qu'elles ont été employées aux premiers étages de l'accélérateur à fort courant construit à Livermore /25/.

L'impédance shunt linéique de la structure hélicoïdale de Johnsen est, d'après l'expression 4.7.2., en négligeant β^{-2} devant l'unité :

$$Z_s = 4 \beta^{-1} \quad \text{M}\Omega/\text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 5 \text{ m}$$

$$Z_s = 2,2 \beta^{-1} \quad \text{M}\Omega/\text{m} \quad \text{pour} \quad \lambda = 15 \text{ m}$$

Le diamètre du blindage extérieur doit être assez grand devant celui de l'hélice pour ne pas introduire trop de capacité parasite, mais suffisamment petit pour ne pas trop compliquer les problèmes de focalisation si on n'utilise pas une focalisation solénoïdale obtenue pour un courant parcourant l'hélice elle-même.

On prendra par exemple 0,2 m.

Les paramètres qui caractérisent ces structures sont représentés dans le tableau figure 31.

L'impédance shunt en fonction de β est représentée figure 32 pour les trois structures qui apparaissent les plus intéressantes à la lecture du tableau de la figure 31.

On voit que la supériorité de l'hélice, dont la mise en oeuvre est d'ailleurs difficile, n'est évidente dans aucun domaine.

Par contre, le guide T.E. apparaît comme très intéressant jusque vers 10 MeV par nucléon.

Structure	λ m	Z_s M Ω /m	D' m
Alvarez	3	56	2,1
Quarts d'onde	3	17	0,4
	8	24	1
Hélice	5	$4 \beta^{-1}$	0,2
	15	$2,2 \beta^{-1}$	0,2
Coaxial	3	$0,51 \beta^{-2}$	0,8
	8	$0,28 \beta^{-2}$	2
Guide T.E.	3	$0,8 \beta^{-2}$	0,5
	8	$0,49 \beta^{-2}$	1,32

Caractéristiques principales approximatives
des structures les plus intéressantes.

Figure 31.

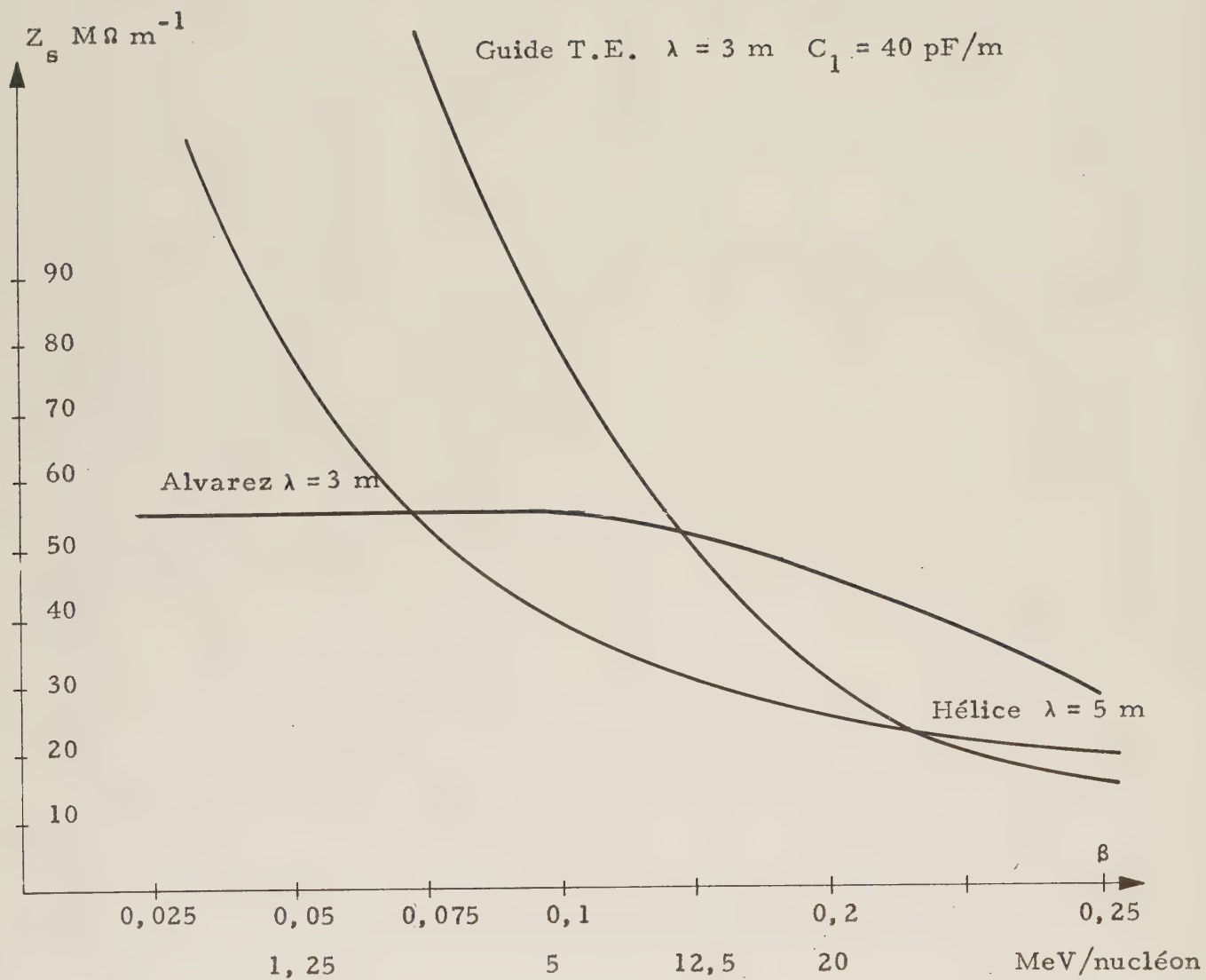


Figure 32.- Impédances shunts linéiques de trois structures
en fonction de β

5. MISE EN OEUVRE DU GUIDE T.E.

5.1. Domaine d'utilisation.

En vue de simplifier l'étude comparative des structures faite au chapitre 4, nous avons admis que la charge capacitive linéique C_1 était constante, indépendante de β et de la fréquence de travail. Il n'en est pas ainsi dans la réalité. On a vu au paragraphe 3.7. que la capacité C d'un intervalle d'accélération est de l'ordre de quelques pico-farads, dans le cas d'une focalisation par grilles, et de 15 à 50 pF dans le cas d'une focalisation intense magnétique. Généralement, on laisse croître lentement avec l'énergie le diamètre permis au faisceau, de façon à tenir compte de l'accroissement du moment cinétique transversal dû aux erreurs d'alignement, etc..., qui est à peu près proportionnel à la racine carrée du gain en énergie/22/. D'autre part, l'intervalle d'accélération croît comme β , ainsi que la longueur du tube.

Dans le cas d'un accélérateur à focalisation magnétique intense, celle-ci devient plus efficace quand β augmente. Le diamètre extérieur du tube de glissement peut être une fonction décroissante de β . La longueur d'un tube de glissement et celle d'un intervalle d'accélération sont, elles, proportionnelles à β

En fait, aussi bien dans le cas de la focalisation par grille que dans celui de la focalisation intense la variation de la capacité C aux

bornes d'un intervalle d'accélération en fonction de β est faible. En vue d'une étude générale, on peut le négliger et prendre comme valeur typique $C = 5$ pF pour un accélérateur à focalisation par grille, $C = 15$ pF et $C = 50$ pF pour un accélérateur à focalisation magnétique intense.

Dans le cas d'un fonctionnement sur le mode π , la charge capacitive linéique est alors $C_1 = \frac{10}{\beta \lambda}$ dans le premier cas et $C_1 = \frac{30}{\beta \lambda}$ ou $C_1 = \frac{100}{\beta \lambda}$ dans le second cas.

En utilisant ces valeurs de C_1 , il est facile de voir que les expressions 4.4.4. peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} 5.1.1. \quad R &= 880 \beta^{1/2} f^{-3/2} && \text{pour } C = 5 \text{ pF} \\ R &= 510 \beta^{1/2} f^{-3/2} && \text{pour } C = 15 \text{ pF} \\ R &= 278 \beta^{1/2} f^{-3/2} && \text{pour } C = 50 \text{ pF} \end{aligned}$$

Une section d'accélérateur fonctionne à une fréquence donnée. Il en résulte que R devrait en toute rigueur croître comme $\beta^{1/2}$ le long de l'accélérateur comme représenté figure 33. Ceci conduit à des difficultés de construction qui peuvent aisément être tournées comme on le verra plus loin (paragraphe 5.2.).

De même, l'impédance shunt linéique exprimée par les équations 4.4.5. peut s'écrire :

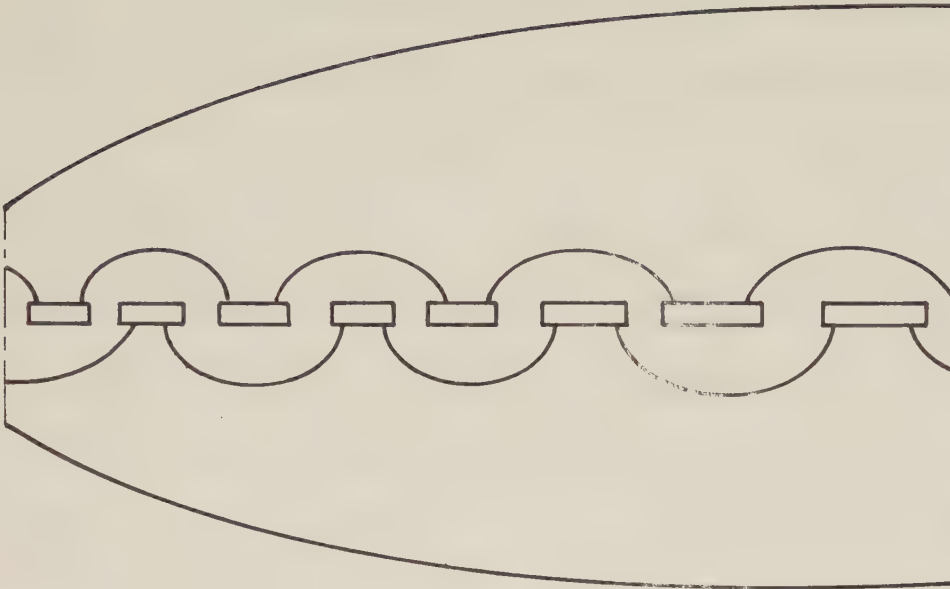


Figure 33. - Section transversale de structure T.E.

$$\begin{array}{ll}
 5.1.2. & Z_s = 3300 \beta^{-1/2} f^{-1} \quad \text{pour } C = 5 \text{ pF} \\
 & Z_s = 640 \beta^{-1/2} f^{-1} \quad \text{pour } C = 15 \text{ pF} \\
 & Z_s = 104 \beta^{-1/2} f^{-1} \quad \text{pour } C = 50 \text{ pF}
 \end{array}$$

Ces expressions montrent que, pour ce type de structure, on a intérêt à utiliser des fréquences aussi basses que possible.

Ce point est très intéressant pour l'accélération de particules lentes, aux basses énergies, tout particulièrement pour des ions lourds, car il autorise l'emploi de tubes de grand diamètre et relativement longs, ce qui simplifie les problèmes de focalisation. Il est par ailleurs naturel que ces expressions n'aient pas la forme de la relation de Slater. Celle-ci a en effet

été établie en supposant des structures homothétiques les unes des autres, de dimensions proportionnelles à λ , alors qu'ici le rayon des tubes de glissement est imposé.

En pratique, la fréquence minimale à employer est définie par le diamètre de la structure. On peut admettre qu'il n'est pas raisonnable de dépasser 3 m, ce qui correspond sensiblement aux diamètres des accélérateurs d'ions lourds de Berkeley et de Yale /34/, mais est très inférieur à celui de l'accélérateur A-48 de Livermore /25/.

Considérons alors tout d'abord le cas d'un accélérateur à tubes de glissement de faible diamètre, conçu pour accélérer des particules jusqu'à $\beta = 0,2$ (soit environ 20 MeV par nucléon).

Pour un rayon de 1,5 m, la fréquence déterminée par les expressions 5.1.1., est $f = 41$ MHz.

Pour un guide cylindrique non chargé, le rayon R_c correspondant à la longueur d'onde de coupure λ_c , en remarquant que le mode H_{11} du guide circulaire correspond au mode H_{01} du guide rectangulaire est :

$$R_c = 0,295 \lambda_c, \quad \text{soit :}$$

$$5.1.3. \quad R_c = 98 f^{-1}$$

Dans ce cas, $R_c = 2,4$ m. Le rayon trouvé n'est donc pas très inférieur à celui du guide non chargé à la fréquence de coupure. Cela signifie que la charge capacitive utile due aux capacités des intervalles d'accélération n'est pas très grande devant la capacité linéique répartie du guide. Cette dernière, pour un mode donné, est indépendante du rayon du guide.

. En effet, si on considère une section de guide de longueur unité, la longueur des lignes de force est proportionnelle au rayon, mais les sections des tubes de force sont aussi proportionnelles au rayon.

L'inductance linéique transversale étant, elle, proportionnelle au carré du rayon, on voit que l'ordre de grandeur du rapport de la capacité linéique utile à la capacité linéique répartie parasite est donné par le rapport du carré du rapport du rayon du guide non chargé à celui du guide chargé, soit ici environ 2,5. Le rapport de la puissance utile à la puissance totale donnera le rapport de l'impédance shunt réelle à l'impédance shunt évaluée à partir des expressions 5.1.2. Ce rapport est ici de l'ordre de $\left(\frac{2,5}{3,5}\right)^2$, soit 0,5, pour la partie de l'accélérateur où le rayon est voisin de 1,5 m, où $\beta = 0,2$, et se rapproche de celle calculée au fur et à mesure que β décroît.

La valeur de Z_s calculée est ici $Z_s = 80 \beta^{-1/2}$.

Des calculs analogues ont été effectués en prenant :

$$\begin{array}{llll} R = 1 \text{ m} & \beta_{\max} = 0,4 & f = 65,5 \text{ MHz} & Z_s = 50 \beta^{-1/2} \\ \text{et} & R = 0,5 \text{ m} & \beta_{\max} = 0,5 & f = 115 \text{ MHz} & Z_s = 28,7 \beta^{-1/2} \end{array}$$

Dans ces deux cas R_c mesure respectivement 1,5 m et 0,84 m, soit un rapport $\frac{R_c}{R}$ voisin de 1,5 et pour $\beta_{\max}$ le rapport de l'impédance shunt réelle à sa valeur calculée est encore de l'ordre de 0,5.

Un autre exemple concerne une structure présentant une capacité $C = 15 \text{ pF}$ par intervalle d'accélération, pour laquelle on a choisi $R = 1,5 \text{ m}$ $\beta_{\text{max}} = 0,2$. On trouve que la fréquence de fonctionnement est $28,5 \text{ MHz}$ et que l'impédance shunt linéique est $Z_s = 22,5 \beta^{-1/2}$. Le rayon du guide non chargé serait $3,4 \text{ m}$. L'impédance shunt linéique observée pour $\beta = 0,2$ sera alors de l'ordre de 70% de la valeur calculée.

Tous ces résultats sont représentés fig.34 a et b, où on a représenté aussi, en pointillé, l'impédance shunt d'une structure d'Alvarez fonctionnant à 200 MHz .

Le dernier exemple correspond à celui du "prestripper" d'un accélérateur à ions lourds. Le problème consiste à accélérer, jusqu'à 1 MeV/nucéron environ, des ions lourds ayant un rapport charge/masse faible. Du fait de la faible valeur de β , on doit utiliser des fréquences relativement basses pour loger des dispositifs de focalisation intense dans les tubes de glissement. De plus, cette focalisation est alors assez peu efficace. On est donc amené à utiliser des tubes de grand diamètre.

Pour $\beta_{\text{max}} = 0,045$, $R = 1,5 \text{ m}$, $C = 50 \text{ pF}$, on trouve $f = 11,7 \text{ MHz}$ et $Z_s = 8,9 \beta^{-1/2}$, soit $Z_s = 42 \text{ M}\Omega/\text{m}$ pour $\beta = 0,045$, à la sortie de l'accélérateur, et $Z_s = 78 \text{ M}\Omega/\text{m}$ pour $\beta = 0,012$, à l'entrée (ces valeurs de β correspondent à celles choisies pour le préaccélérateur de Berkeley et Yale, /35/). L'impédance shunt linéique estimée d'après

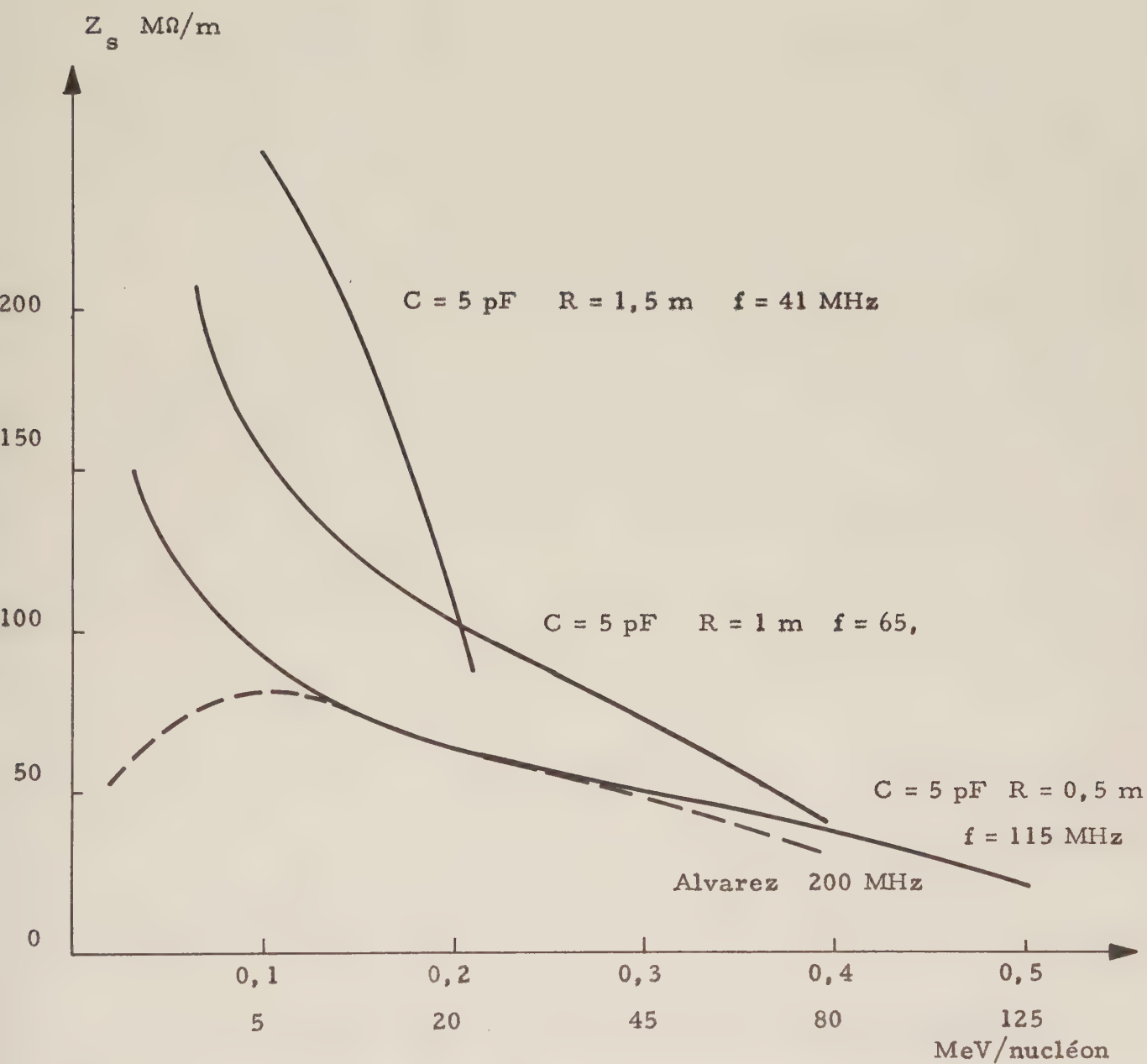


Figure 34a. - Impédances shunts linéiques de trois structures T.E.

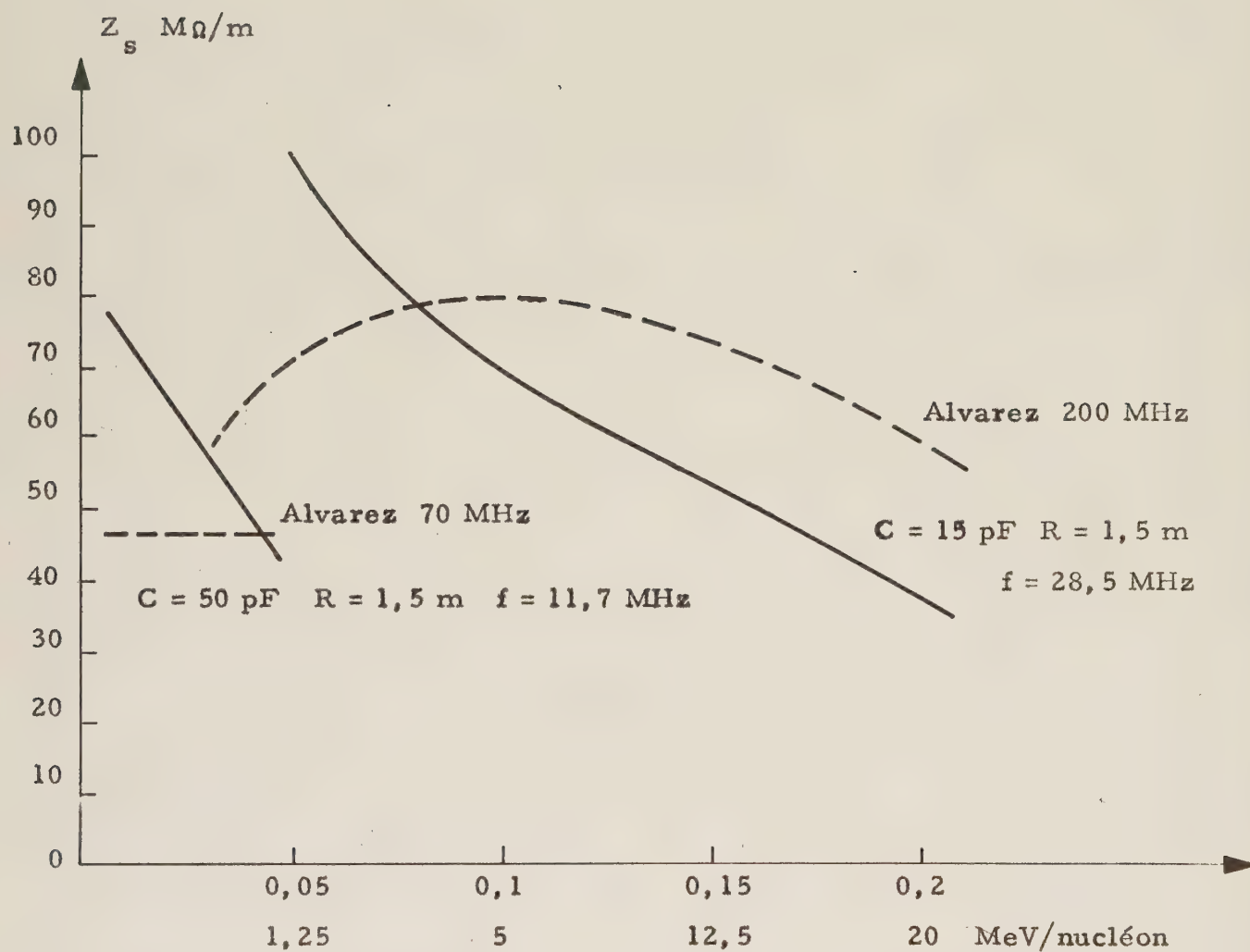


Figure 34b. Impédances shunts linéiques de deux structures T.E.

l'expression 4.5.1. pour ce dernier accélérateur, qui fonctionne à 70 MHz est $47 \text{ M } \Omega/\text{m}$, alors que la valeur mesurée est $30 \text{ M } \Omega/\text{m}$.

L'expérience montrant que les impédances shunts obtenues sont toujours de l'ordre des $3/4$ des valeurs théoriques, on peut admettre que le recouplement est bon.

Ce dernier exemple est également représenté figure 34.b.

D'après les courbes tracées sur cette figure, on voit que la structure T.E. apparaît comme nettement plus intéressante que celle d'Alvarez, soit quand les capacités dues aux tubes de glissement sont faibles, c'est-à-dire dans le cas d'une focalisation par grille, soit quand on a des particules lourdes.

Dans ce dernier cas, la structure proposée semble supérieure à celle d'Alvarez, en ce qui concerne tant l'impédance shunt que les possibilités de focalisation qu'elle permet, par suite de la grande longueur d'onde utilisée.

Enfin, elle mérite d'être prise en considération jusqu'à des énergies d'une centaine de MeV par nucléon, dans le cas où la capacité de l'intervalle d'accélération n'est pas trop grande, pour un certain nombre d'avantages.

La longueur d'onde étant cinq à dix fois plus grande, pour un même gain d'énergie, on a de deux à cinq fois moins de tubes de glissement

(car on utilise le mode π au lieu du mode 2π), donc moins de grilles dans le cas d'une focalisation par grille.

Le rayon du faisceau peut être plus grand à énergie donnée, ce qui est intéressant. L'injection peut se faire à une énergie plus basse, les problèmes de focalisation sont plus faciles à résoudre, d'une part parce que le champ défocalisant donné par l'expression 1.3.7.,

$$\overline{E}_r = \frac{\pi r}{\beta \lambda} E_p \sin \phi,$$
 est plus faible, la longueur d'onde λ étant plus grande, d'autre part parce que les tubes de glissement sont plus longs, ce qui permet de loger des dispositifs plus efficaces.

L'énergie réactive emmagasinée est plus faible, ce qui entraîne des dégâts moins importants en cas de claquage. /49/.

La surtension est moindre, d'où des réglages plus faciles, un temps de remplissage qui, exprimé en nombre de périodes H.F., est plus court, ce qui permet de surmonter plus facilement les difficultés dues à l'effet multipactor /42/.

Dans de nombreux cas, en particulier si on fonctionne avec des tubes de petit diamètre et une focalisation par grille, la valeur absolue du temps de remplissage est moins longue que pour une structure d'Alvarez, ce qui autorise des durées d'impulsions plus courtes dans le cas d'un fonctionnement pulsé.

Du point de vue mécanique, la fixation des tubes de glissement est plus rigide, et le refroidissement plus facile, la longueur peut être deux fois plus petite (car on fonctionne sur le mode π au lieu de 2π , et le rapport du champ moyen au champ utile est deux fois plus grand).

Enfin, les rapports des dimensions à la longueur d'onde et la surtension étant plus faible que dans la structure d'Alvarez, les tolérances mécaniques requises sont plus larges, et la séparation des modes mieux assurée.

Un inconvénient de ce type de structure est que le calcul précis en est difficile car elles n'admettent pas la symétrie de révolution, contrairement à celle d'Alvarez.

Cet inconvénient n'apparaît toutefois pas comme rédhibitoire. On peut réaliser des maquettes, parfaire localement les accords à l'aide de systèmes de réglages, comme on procède d'ailleurs pour les cavités du type Alvarez.

Enfin, un accélérateur d'ions lourds à ligne bifilaire a déjà été construit /31/. Ce type de structure se heurte à des difficultés de calcul de même nature que celles qu'on rencontre avec la structure proposée ici.

5.2. Formes de réalisations pratiques possibles.

On peut tout d'abord utiliser cette structure à l'intérieur d'une cavité plus ou moins longue, de rayon approximativement proportionnel à $\beta^{1/2}$, en laissant aux extrémités un passage libre pour le flux magnétique au moins égal à la demi surface transversale.

Cette cavité peut être formée de sections cylindriques ou, mieux, coniques de longueurs de l'ordre de $\frac{\lambda}{8}$ tant que la variation de β en fonction de la longueur est relativement importante, c'est-à-dire vers l'entrée, et qui peuvent être ensuite plus longues (figure 35).

Le champ magnétique est alors distribué conformément à la figure 36, qui représente une coupe axiale de la structure effectuée à angle droit par rapport à celles de la figure 35.

L'inconvénient est que l'on travaille à flux constant, donc à la tension constante entre tubes d'accélération. Le champ accélérateur est donc de la forme $E \beta^{-1}$, et il est limité à l'entrée de l'accélérateur par les risques de claquages.

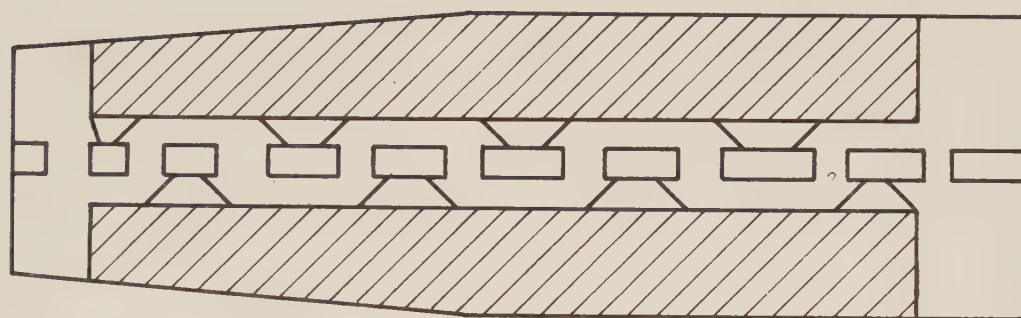
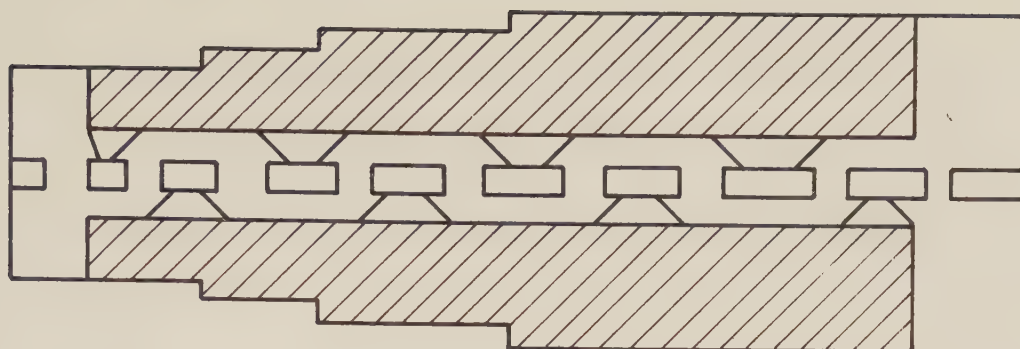


Figure 35.- Coupes de cavités résonnantes.

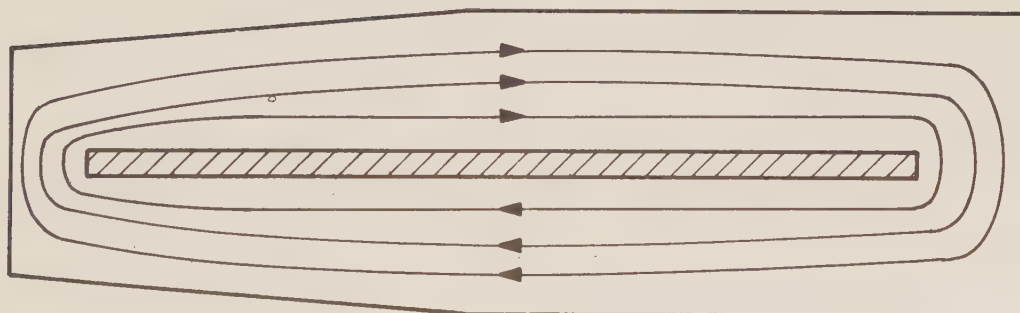


Figure 36.- Champ magnétique.

Cette disposition, tout à fait valable quand β varie peu en valeurs relatives, est donc assez critiquable vers l'entrée de l'accélérateur.

La solution consiste à étrangler plus ou moins le flux vers cette extrémité.

On peut obtenir cet effet par différents moyens :

Le premier consiste à réduire vers l'entrée le rayon de la cavité à une valeur inférieure à celle définie par les expressions 5.1.1.

La réalisation mécanique peut alors consister en un tronc de cône raccordé à un cylindre (figure 37).

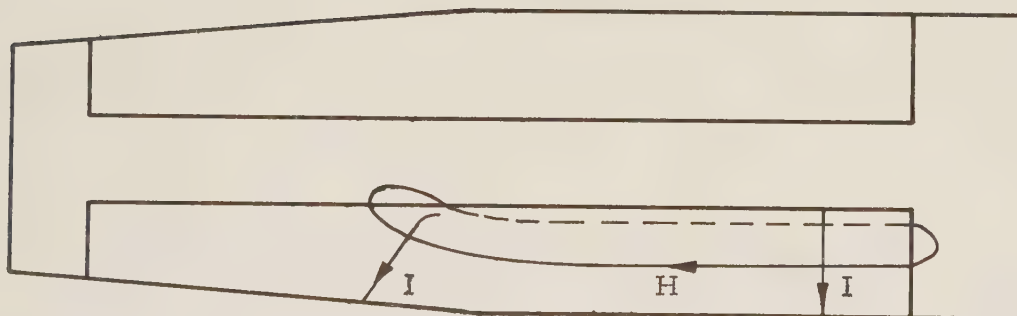


Figure 37. - Cavité à champ étranglé vers l'entrée.

Un autre moyen, encore plus simple, d'obtenir cet étranglement est de réduire le passage entre les lèvres de la structure qui portent les tubes de glissement et la face terminale de la cavité. A la limite, on peut même rendre ces lèvres jointives avec cette face terminale (figure 38). On peut alors pratiquement laisser la cavité cylindrique vers l'entrée, le courant est essentiellement longitudinal, le mode de fonctionnement est voisin de celui d'un guide court-circuité fonctionnant en quart d'onde, à une fréquence supérieure à la fréquence de coupure, et se raccorde progressivement au mode T.E. correspondant à la fréquence de coupure objet de cette étude.

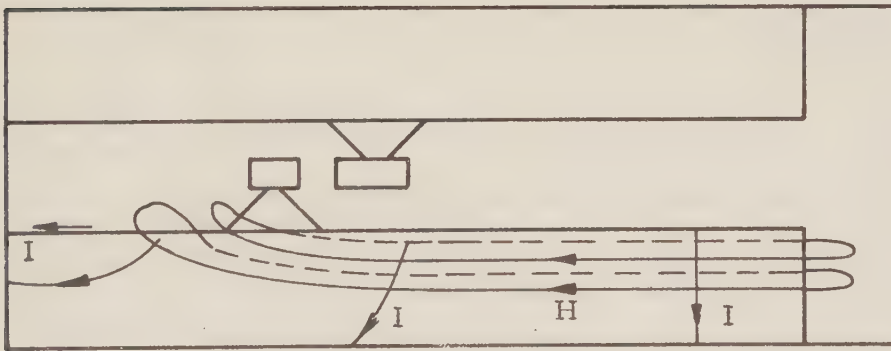


Figure 38.- Cavité cylindrique à champ étranglé à l'entrée.

Toutefois, le procédé qui semble de beaucoup préférable consiste à jouer sur l'épaisseur des plaques qui supportent les tubes de glissement pour faire varier, le long de la machine, la section offerte au passage du flux magnétique, tout en conservant une enveloppe cylindrique.

Il suffit pour cela que l'angle α d'ouverture des supports de tubes varie, de façon à laisser une section libre plus petite vers l'entrée de la machine (coupe E) que vers la sortie (coupe F, figure 39).

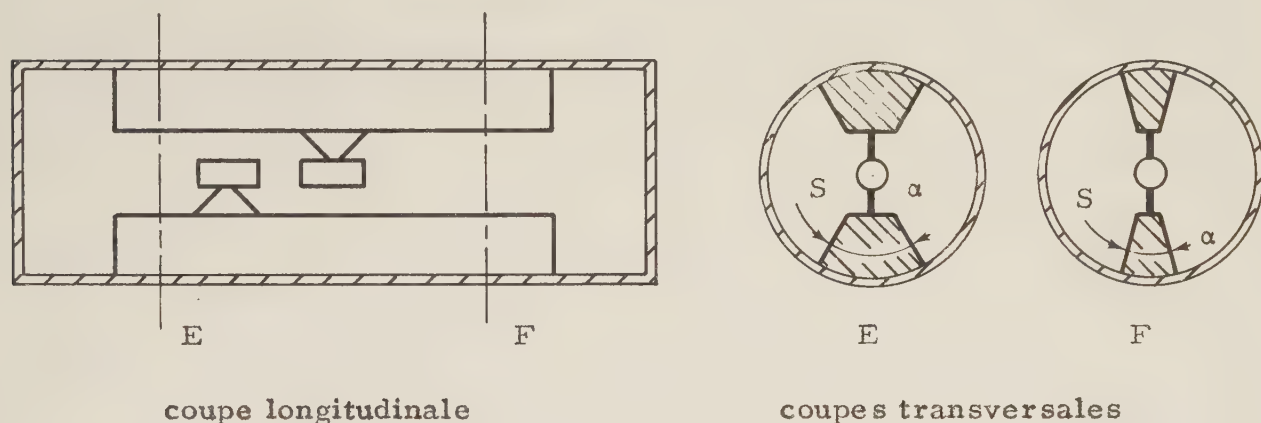


Figure 39. - Coupes de structure à porte-tube d'ouverture α variable.

Un porte-tube est alors constitué d'une partie de cône de droit. En pratique, un tel cône peut être approximé de façon tout à fait satisfaisante par une succession de dièdres.

En faisant varier l'ouverture α (figure 39) on peut à volonté soit vérifier rigoureusement l'expression 4.4.3. et travailler avec un champ magnétique longitudinal, donc à flux magnétique et tension constants, soit étrangler plus ou moins le flux en laissant une section de passage S (figure 39).

inférieure à celle déterminée par l'expression 4.4.3., ce qui introduit une composante transversale du champ magnétique.

Une telle disposition permet de modeler très finement la distribution du champ tout le long de la machine tout en étant d'une réalisation mécanique aisée.

Son effet sur l'impédance shunt est aisément calculable. Sauf très près des extrémités de la machine, le champ magnétique transversal reste faible devant le champ longitudinal. Il en résulte que le courant est essentiellement transversal.

Les expressions 4.4.1, 4.4.2, 4.4.3. sont donc encore valables avec une bonne précision et le rapport des impédances shunts linéiques sera l'inverse du rapport des périmètres des demi-sections accélératrices comme on l'a vu au paragraphe 4.4.

Le rayon de la cavité de la figure 39 est égal à celui, R_s , à la sortie de la machine de la figure 33.

Dans le cas de la figure 33, le rayon en une section quelconque est $R = R_s \left(\frac{\beta}{\beta_s} \right)^{1/2}$, et la demi-section libre est $S = \frac{\pi}{2} R_s^2 \frac{\beta}{\beta_s}$.

Dans le cas de la figure 39, la demi-section libre est :

$$S' = \frac{\pi - \alpha}{\pi} \frac{\pi R_s^2}{2}$$

Ces sections libres devant être égales dans les deux cas (expression 4.4.3), on doit avoir :

$$5.2.1. \quad \frac{\pi - \alpha}{\pi} = \frac{\beta}{\beta_s}$$

Les périmètres des demi-sections sont alors :

$$P_{33} = (2 + \pi) R_s \left(\frac{\beta}{\beta_s} \right)^{1/2}$$

pour la configuration de la figure 33 et :

$$P_{39} = (2 + \pi - \alpha) R_s$$

pour la configuration de la figure 39.

Le rapport de l'impédance shunt linéique de la structure cylindrique à celle de la figure 33 en une section définie par la valeur de β , est alors :

$$\frac{P_{33}}{P_{39}} = \frac{2 + \pi}{2 + \pi - \alpha} \left(\frac{\beta}{\beta_s} \right)^{1/2}$$

ce qui, compte tenu de l'égalité 5.2.1. s'écrit :

$$5.2.2. \quad \frac{Z_{s39}}{Z_{s33}} = \frac{2 + \pi}{2 + \pi \frac{\beta}{\beta_s}} \left(\frac{\beta}{\beta_s} \right)^{1/2}$$

La courbe correspondante, représentée figure 40 présente un maximum, dont la valeur est 1,03, pour $\frac{\beta}{\beta_s} = 0,64$.

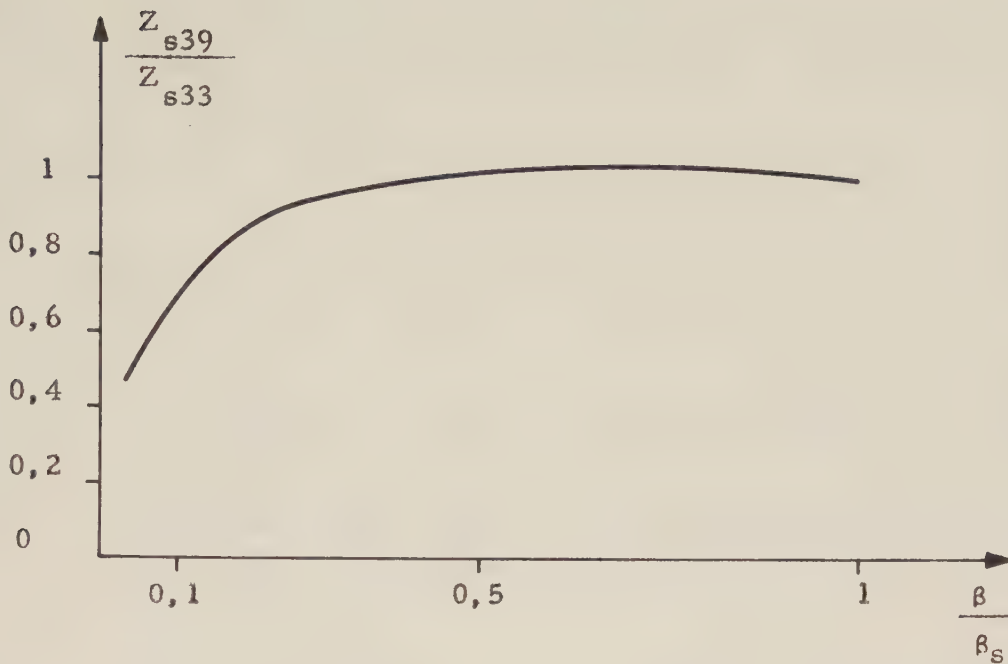


Figure 40. - Impédance shunt linéique de la structure de la figure 39, rapportée à celle de la figure 33.

On voit que ce procédé est excellent. L'impédance shunt est au moins égale à celle définie par les expressions 5.2.1. sur la plus grande longueur de la machine, et ce n'est que vers l'entrée que l'on assiste à une détérioration, qui est sans importance réelle, car, d'une part elle ne porte que sur une très faible longueur et que, d'autre part, vu la présence du facteur en $\beta^{-1/2}$ l'impédance shunt y est très grande (figures 34-a et 34-b).

Pour toutes ces dispositions, l'allure de la projection du champ magnétique sur un plan perpendiculaire à celui des lèvres est représenté figure 41.

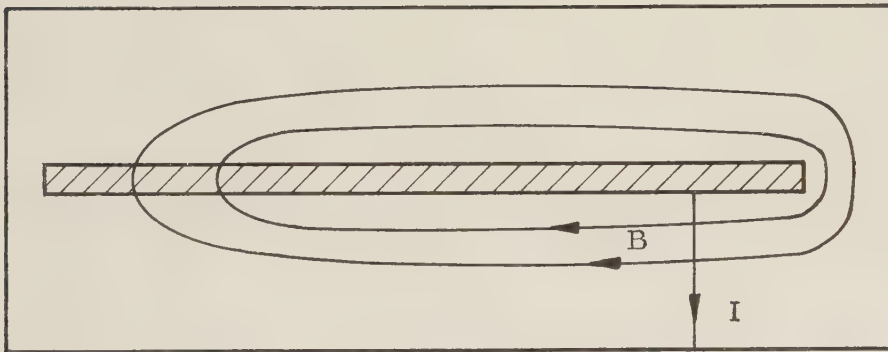


Figure 41. - Champ magnétique dans des cavités à champ étranglé.

La répartition du champ peut être ajustée soit en utilisant par exemple des pistons susceptibles de faire varier localement la capacité, soit en disposant des plaques conductrices dont le plan peut tourner par rapport à la direction moyenne du champ magnétique, ou enfin en utilisant des dispositifs à circuits résonnants qui selon leur angle par rapport à ce champ amènent à volonté une composante inductive ou capacitive,

tels que ceux utilisés dans les "prestrippers" de Berkeley et Yale /35/.

La séparation des modes n'offre pas de difficultés particulières; le rapport de la longueur de l'accélérateur à la longueur d'onde étant plus faible qu'avec la structure d'Alvarez, ces modes sont mieux séparés.

On a représenté sur la figure 42 le premier mode parasite qui se présente, pour une fréquence supérieure à la fréquence fondamentale, et qui correspond à l'ordre 2.

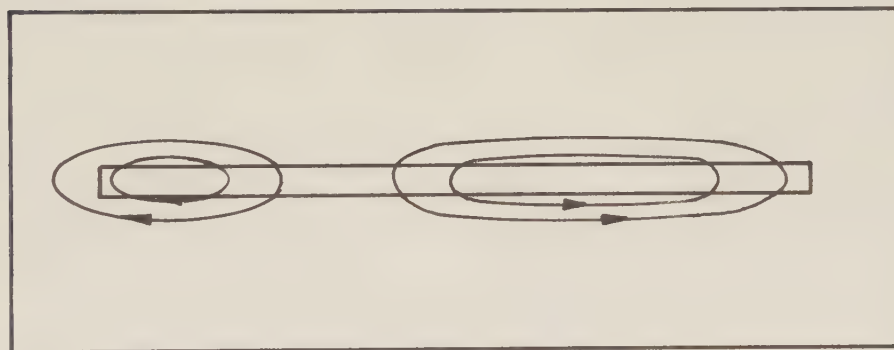


Figure 42. - Mode parasite le plus proche.

6. ACCELERATEUR EXPERIMENTAL.

6.1. Conception générale.

En vue de vérifier les possibilités pratiques d'utilisation des structures T.E. et d'acquérir une expérience valable des problèmes posés par la construction d'un accélérateur les mettant en oeuvre, nous avons entrepris la construction d'une petite machine.

Comme il s'agissait surtout d'une vérification de principe, on s'est avant tout attaché à obtenir un fonctionnement peu critique avec une grande économie de moyens.

C'est pourquoi les caractéristiques de cet accélérateur ont été déterminées essentiellement en fonction du matériel de surplus dont nous disposions :

- Cavité cylindrique de tôle d'acier de 0,9 m de long sur 0,9 m de diamètre, cuivrée électrolytiquement à l'intérieur, avec son système de pompage.
- Alimentation 0 - 50 kV pour l'injecteur .
- Lampes tétrodes Philips QBW 5-3500 avec leur alimentation.
- Source d'ions et générateur H.F. correspondant.

Ce type de structure étant particulièrement intéressant pour les ions lourds mais la faiblesse de la tension d'injection disponible conduisant alors à des valeurs de β trop faibles, qui nécessiteraient l'emploi de

longueurs d'ondes trop grandes pour être bien compatibles avec le diamètre de la cavité, on s'est arrêté à un moyen terme et la machine a été conçue pour pouvoir accélérer, soit des deutons, soit naturellement des protons à des énergies deux fois plus faibles.

Ayant choisi une tension d'injection de 40 kV pour les deutons, 20 kV pour les protons, on voit qu'à l'entrée de la machine $\beta = 6,5 \cdot 10^{-3}$.

Pour obtenir un fonctionnement peu critique, on a vu au paragraphe 3.4. qu'on est conduit à choisir un angle de phase synchrone ϕ_s de module relativement grand.

D'autre part, la faible valeur de β oblige pratiquement à utiliser une focalisation par grilles, solution d'ailleurs la plus simple à réaliser.

Conformément aux considérations développées au paragraphe 3.6., pour assurer la stabilité radiale dans un intervalle de phase raisonnable, il faut alors que l'angle électrique θ soit petit. On a adopté ici comme compromis $-\phi_s = 22^\circ 5$, $\theta = 20^\circ$, de sorte que les domaines de stabilité de phase et de stabilité radiale sont à peu près égaux, et s'étendent de -45° à $+22^\circ 5$.

Nous savions d'expérience qu'avec une injection à 20 keV par nucléon on pouvait compter sur un diamètre de faisceau de l'ordre de quelques millimètres (il mesure en fait environ 2 mm).

Il a donc semblé qu'un rayon du trou des tubes de glissement de l'ordre de 0,5 cm était suffisant. L'inégalité 3.3.7. $\lambda > 5,7 \frac{a}{\beta}$, valable pour une focalisation par grilles, donne la longueur d'onde minimale utilisable, soit 4,4 m.

Des essais sur des maquettes analogues à celle représentée figure 27 ont montré que la fréquence de résonance de la cavité serait comprise entre 40 et 60 MHz, soit $5 \text{ m} < \lambda < 7,5 \text{ m}$.

Dans une telle structure, assez courte devant la longueur d'onde, la tension entre les tubes de glissement successifs peut en première approximation être considérée comme constante.

Cette tension est limitée à l'entrée de la machine par le danger d'observer des claquages. Pour $\beta = 6,5 \cdot 10^{-3}$, $\lambda = 6 \text{ m}$, $\theta = 20^\circ$, l'intervalle d'accélération mesure 0,43 cm. Avec ces valeurs, le critère de Kilpatrick /36/ montre que la tension U entre tubes de glissement doit rester inférieure à 26 kV.

Le gain d'énergie par intervalle d'accélération, donné par l'expression 3.3.5. est $U \frac{\sin \theta}{\theta} T \cos \phi_s$. Ici, $\cos \phi_s = 0,925 \frac{\sin \theta}{\theta} = 0,98$ et, avec le choix fait pour la longueur d'onde et l'ouverture des tubes de glissement suivant le paragraphe 3.3. $T = \frac{1}{1,065}$. Le gain maximum d'énergie est alors 0,85 U.

Nous avons choisi 16 keV comme gain d'énergie par intervalle d'accélération. La tension aux bornes des intervalles d'accélération est alors 18,8 kV, nettement inférieure au seuil de claquage défini par le critère de Kilpatrick, ce qui est nécessaire pour tenir compte de la non uniformité

du champ due à la présence de grilles et aux effets de bords.

Des expériences antérieures (paragraphe 4.4.) nous avaient montré qu'on pouvait compter sur une résistance d'antirésonance de la cavité de l'ordre de quelques dixièmes de mégohm.

La puissance dissipée est alors de quelques centaines de watts.

6.2. Calcul de la structure.

Dans un accélérateur du type Alvarez, c'est le champ électrique E qui est connu en fonction de la position de l'intervalle d'accélération.

Les constructeurs d'accélérateurs utilisent alors généralement la méthode de Panofsky, /20/, pour calculer la structure. Cette méthode consiste à diviser l'accélérateur en cellules élémentaires qui ont pour centre le milieu de l'intervalle d'accélération et qui comportent les deux demi-tubes de glissement adjacents. Les dimensions de chaque cellule sont alors calculées en admettant que β y reste sensiblement constant. On peut alors évaluer le gain d'énergie apporté par la cellule et calculer la structure de proche en proche.

Dans notre cas, c'est la tension U qui est connue en fonction de la position de la cellule, le gain d'énergie d'un tube de glissement à l'autre est $UT \frac{\sin \theta}{\theta} \cos \phi_s$, et c'est le milieu du tube de glissement que nous avons choisi comme centre de la cellule, qui est composée de ce tube et des deux demi intervalles d'accélération adjacents.

Les calculs se présentent pratiquement de la même façon avec les deux méthodes, mais le découpage des cellules proposé ici vérifie mieux l'hypothèse de la constance de β dans une cellule. Cet avantage n'est pas à dédaigner dans le cas présent où, au moins pour les premières cellules, l'accroissement relatif de vitesse par intervalle d'accélération n'est pas négligeable.

On a d'ailleurs procédé à une comparaison entre les deux méthodes en effectuant analytiquement, dans quelques cas particuliers, des calculs de dynamique de particules en admettant un champ constant dans l'intervalle d'accélération et nul dans le tube de glissement.

Les résultats obtenus par la méthode préconisée ici étaient beaucoup plus près des valeurs ainsi calculées que ceux trouvés en appliquant la méthode de Panofsky sous sa forme primitive.

Le calcul de la structure a été fait en supposant des cellules homothétiques, de dimensions proportionnelles à β d'un bout à l'autre de la machine.

Le facteur de temps de transit et le facteur de forme sont donc constants.

Le nombre de cellules par unité de longueur est proportionnel à β^{-1} , mais la capacité de chacune d'elles est proportionnelle à β . La charge capacitive linéique C_1 est donc constante. Le courant est uniformément réparti le long de toute la structure.

On verra plus loin (paragraphe 6.6.) que cette disposition est également intéressante en ce qui concerne la focalisation.

Comme rayon de l'ouverture du tube de glissement, on a pris la valeur limite vérifiant l'inégalité 3.3.7., $a = \frac{1}{9} \beta \lambda$. Le demi intervalle d'accélération est défini par $\theta = 20^\circ$, soit : $\frac{1}{18} \beta \lambda$, et la longueur du tube de glissement correspond donc à 140° , soit $\frac{7}{18} \beta \lambda$.

Une telle cellule est représentée figure 43.

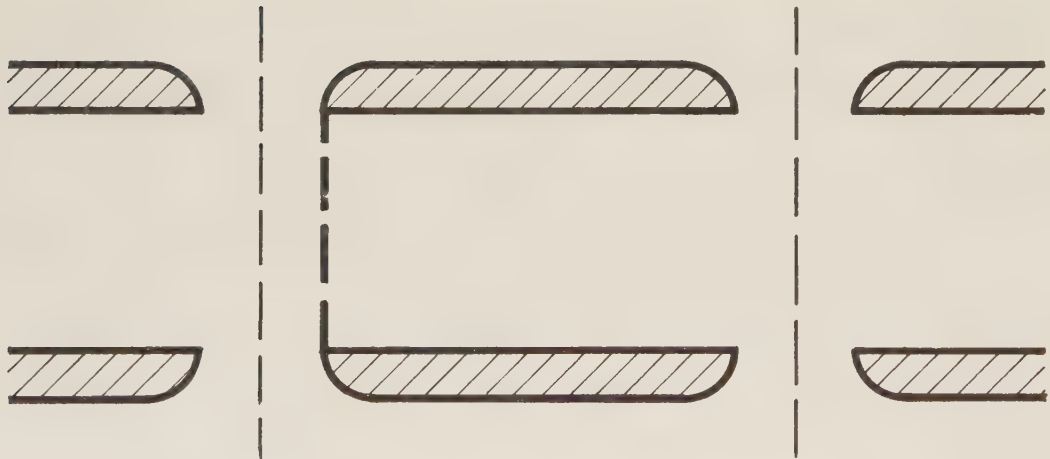


Figure 43. - Cellule d'accélération.

Un premier calcul a été effectué en supposant U constante, donc un gain d'énergie constant, qu'on a pris égal à 8 keV, par cellule pour des protons et en prenant $f = 50$ MHz pour valeur approchée de la fréquence de résonance.

On a alors effectué, à l'aide d'une calculatrice analogique, un certain nombre de calculs de trajectoires en faisant varier les paramètres, pour avoir une première vérification de la validité du projet.

En vue d'effectuer plus commodément ce genre de travail, nous avons été amenés à imaginer et à faire construire le dispositif décrit à l'annexe III.

Les tubes correspondants ont été fabriqués et mis en place. La fréquence de résonance mesurée a été trouvée égale à 48,64 MHz.

On a alors procédé, suivant la méthode décrite au paragraphe 6.4, aux mesures des variations de U autour de sa valeur moyenne, et on a tenu compte dans un second calcul des facteurs correctifs correspondants.

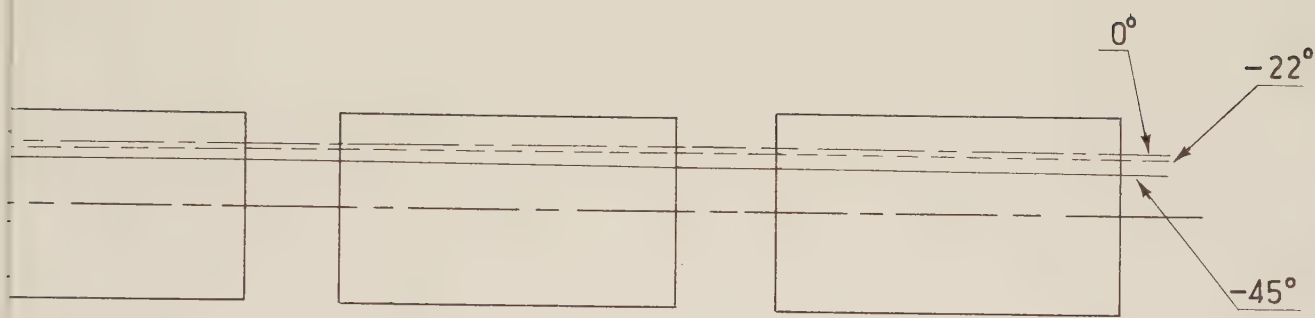
L'implantation définitive des tubes a été effectuée à partir des valeurs ainsi calculées dont le tableau est donné figure 44.

Un exemple de trajectoires calculées moyennant l'hypothèse de grilles parfaites pour trois valeurs de phase à l'injection (-45° , -22° , 0°) avec le champ nominal et une injection à l'énergie nominale à 4 m de l'axe et parallèlement à ce dernier est représenté figure 44bis.

Tube n°	Energie keV	Correction ‰	Vitesse 10^6 m/s	Pas mm	Longueur mm	Rayon	Demi- intervalle	Abscisse centre
1	24,00	0,00	2,144	22,04	17,14	4,90	2,45	0,00
2	31,57	0,00	2,459	25,28	19,66	5,62	2,81	23,66
3	39,14	-2,00	2,738	28,15	21,89	6,26	3,13	50,38
4	46,70	-3,00	2,991	30,75	23,91	6,83	3,42	79,83
5	54,25	-4,50	3,224	33,14	25,78	7,36	3,68	111,77
6	61,78	-5,00	3,440	35,37	27,51	7,86	3,93	146,02
7	69,31	-5,00	3,644	37,46	29,14	8,32	4,16	182,44
8	76,85	-4,00	3,837	39,44	30,68	8,77	4,38	220,89
9	84,39	-2,50	4,021	41,33	32,15	9,19	4,59	261,28
10	91,94	0,00	4,197	43,14	33,56	9,59	4,79	303,52
11	99,51	6,00	4,366	44,88	34,91	9,97	4,99	347,53
12	107,13	12,00	4,530	46,57	36,22	10,35	5,17	393,26
13	114,79	21,00	4,690	48,21	37,49	10,71	5,36	440,65
14	122,52	35,00	4,845	49,80	38,74	11,07	5,53	489,65
15	130,35	55,00	4,997	51,37	39,96	11,42	5,71	540,24
16	138,34	80,00	5,148	52,92	41,16	11,76	5,88	592,39
17	146,52	83,00	5,298	54,46	42,36	12,10	6,05	646,08
18	154,72	62,00	5,444	55,97	43,53	12,44	6,22	701,30
19	162,76	25,00	5,584	57,40	44,65	12,76	6,38	757,98
20	170,52		5,716	58,76	45,70	13,06	6,53	816,06
Sortie	174,52						5	

Figure 44.- Structure définitive.

Energies données pour des protons



Echelle 1

TRAJECTOIRES CALCULEES POUR
3 VALEURS DE LA PHASE A
L'INJECTION

Fig. 44bis

6.3. Construction de la structure.

La figure 45 représente les coupes axiale et transversale d'un tube de glissement, ainsi que la photographie d'un tel tube, page 156.

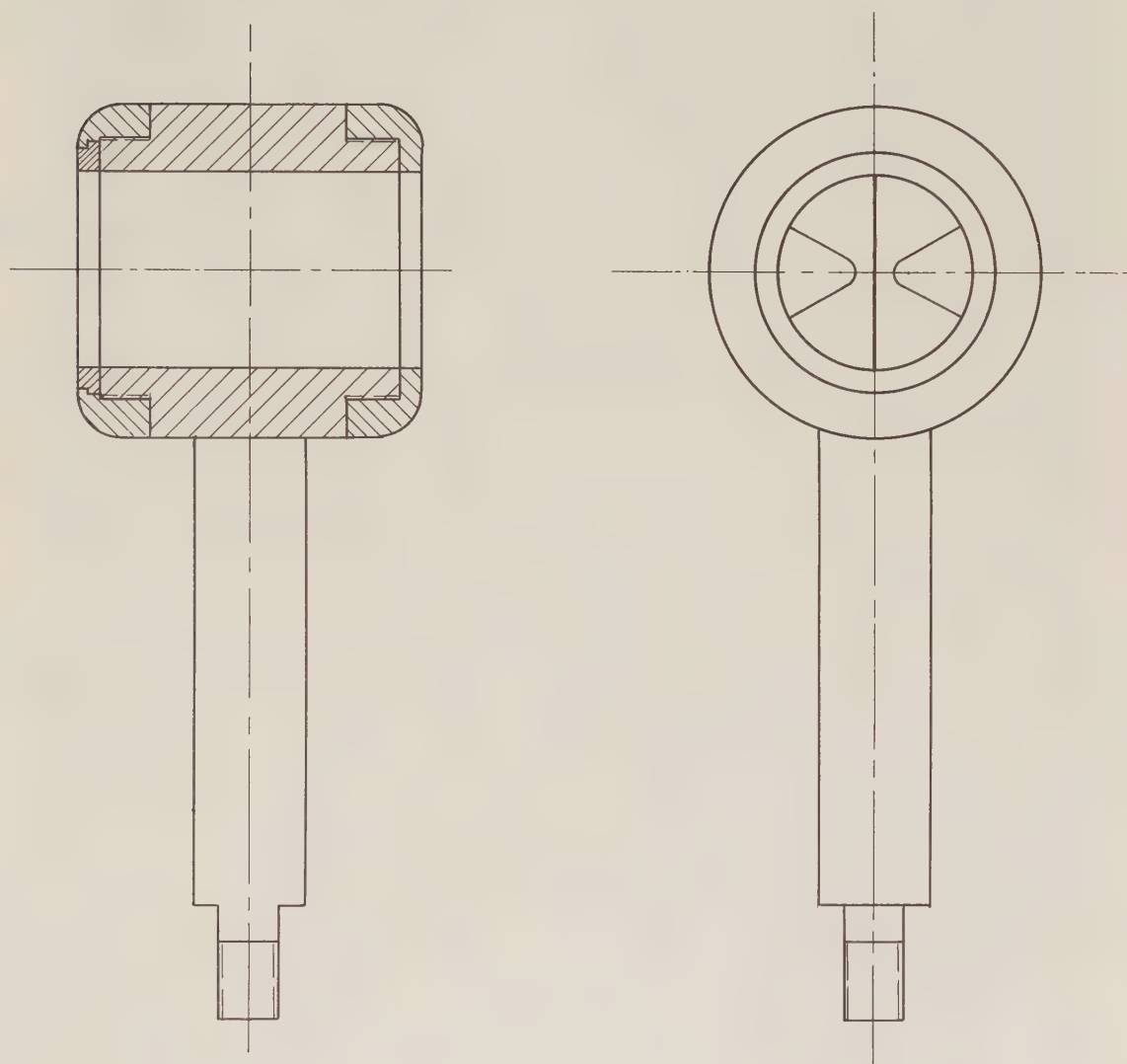


Figure 45.- Tube de glissement - Coupes



FIG. 45bis Tube de glissement

Ces tubes sont terminés par des capuchons en acier inox (matériau qui a une bonne tenue aux claquages) qui enserrant les grilles de focalisation. La face avant de ces grilles affleure la face avant du tube de glissement. Elles sont réalisées en rubans de tungstène de 1 à 2 centièmes de millimètre d'épaisseur placés de champ par rapport au faisceau. Les extrémités de ces rubans ont été insérées entre des segments de laiton assemblés de façon à former une couronne qu'on a brasée dans un montage adéquat et reprise au tour.

Les dimensions des tubes sont homothétiques, excepté le diamètre extérieur. Pour simplifier la fabrication, il n'y a que trois diamètres extérieurs différents.

En ce qui concerne l'assemblage de ces tubes pour former la structure, nous avons été amenés, après quelques essais, à adopter pour des raisons de commodité la disposition suivante :

- Les tubes de glissement sont fixés à deux plateaux entretoisés par des isolateurs en stéatite, ce qui permet de positionner et d'aligner aisément l'ensemble des tubes de glissement avant l'introduction en bloc de ce système dans la cavité.

- Les plateaux sont ensuite connectés de façon souple, par des feuilles de clinquant, aux "pieds" soudés à la virole de la cavité.

- L'ensemble des tubes est alors aligné par rapport aux trous des flasques de la cavité et maintenu en place à l'aide d'autres isolateurs

fixés à ces flasques.

- Le profil des pieds est tel que leur périmètre soit à peu près constant et que la section plane de la cavité située entre les pieds et les parois et définie par un demi plan tournant autour de l'axe des pieds soit à peu près indépendante de l'angle.

De cette façon, le flux magnétique est bien réparti, le courant est convenablement étalé à la surface des conducteurs. Seuls les pieds, sur lesquels la densité de courant est la plus grande, sont refroidis par une circulation d'eau.

Les sections longitudinale et transversale sont représentées figures 46 et 46bis, et les photographies des figures 47 et 47bis montrent respectivement, d'une part la structure accélératrice définitive et, d'autre part l'intérieur de la cavité, avec en place une structure un peu différente.

L'usage des isolateurs de stéatite n'a été la source d'aucune difficulté, contrairement à ce qu'on pouvait craindre. La seule précaution à prendre est d'éviter l'effet de pointe des vis de fixation de ces isolateurs en blindant les extrémités des stéatites, soit en les métallisant, soit en les insérant dans des capuchons conducteurs comme on l'a fait ici, faute de quoi les isolateurs éclatent au niveau du filetage. Par contre, des essais d'emploi de verre comme isolant ont donné de très mauvais résultats. Le verre était très vite porté au rouge et fondait.

Le pompage de l'enceinte est assuré par trois pompes à diffusion de vapeur d'huile, piégées à l'azote liquide. Le débit de pompage effectif,

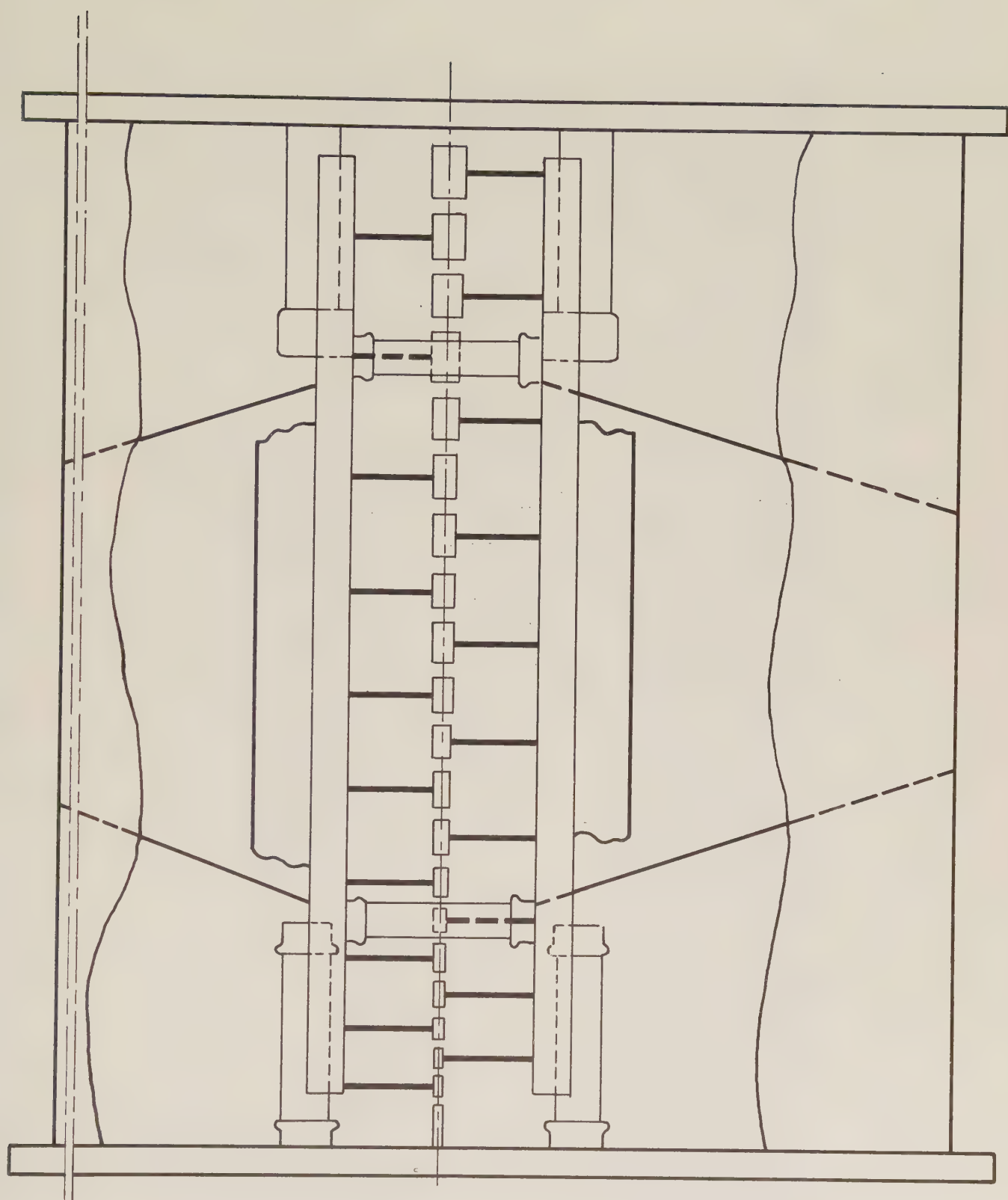


Figure 46. Section longitudinale de la cavité.

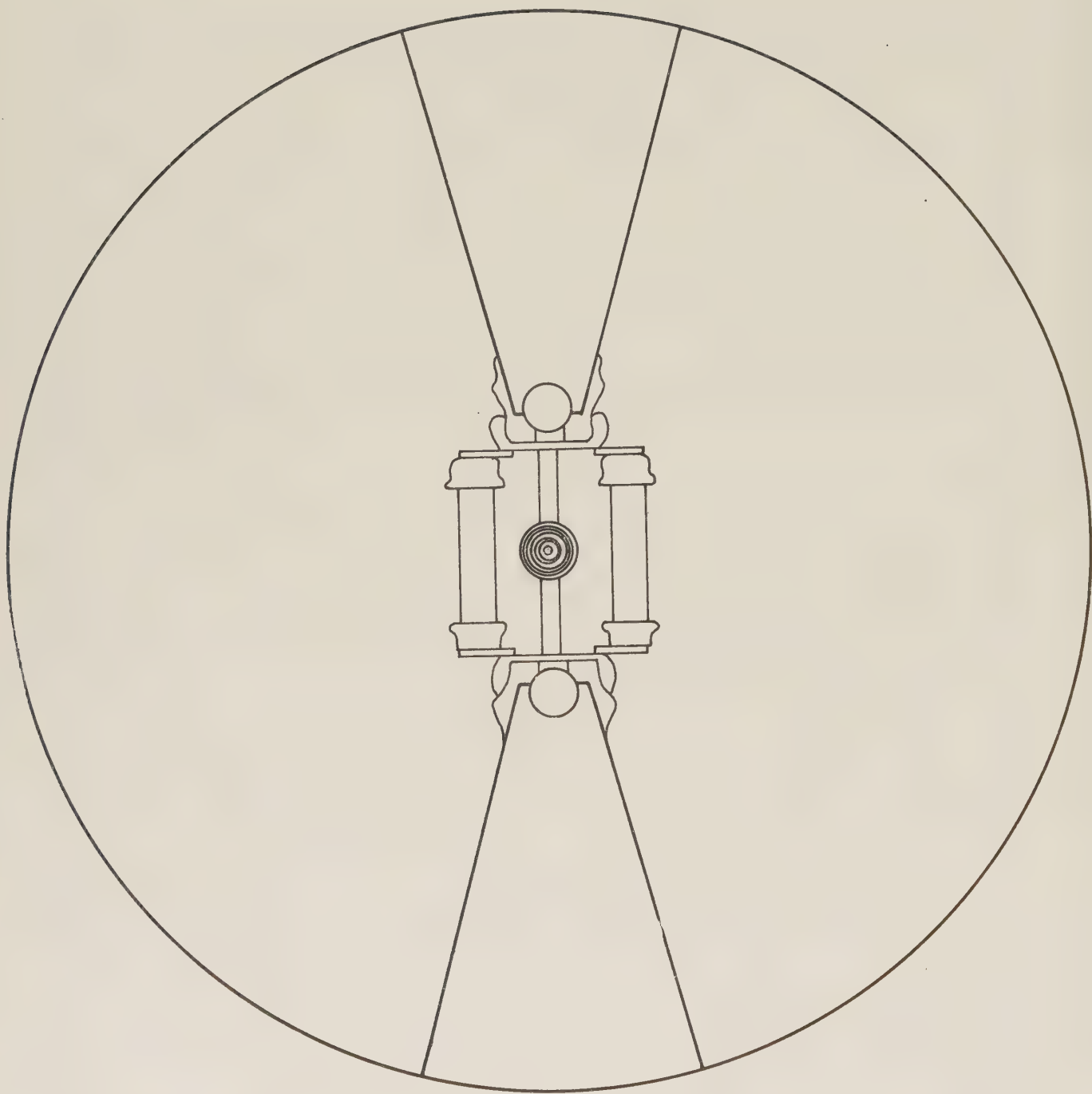


Figure 46bis. Section transversale de la cavité.

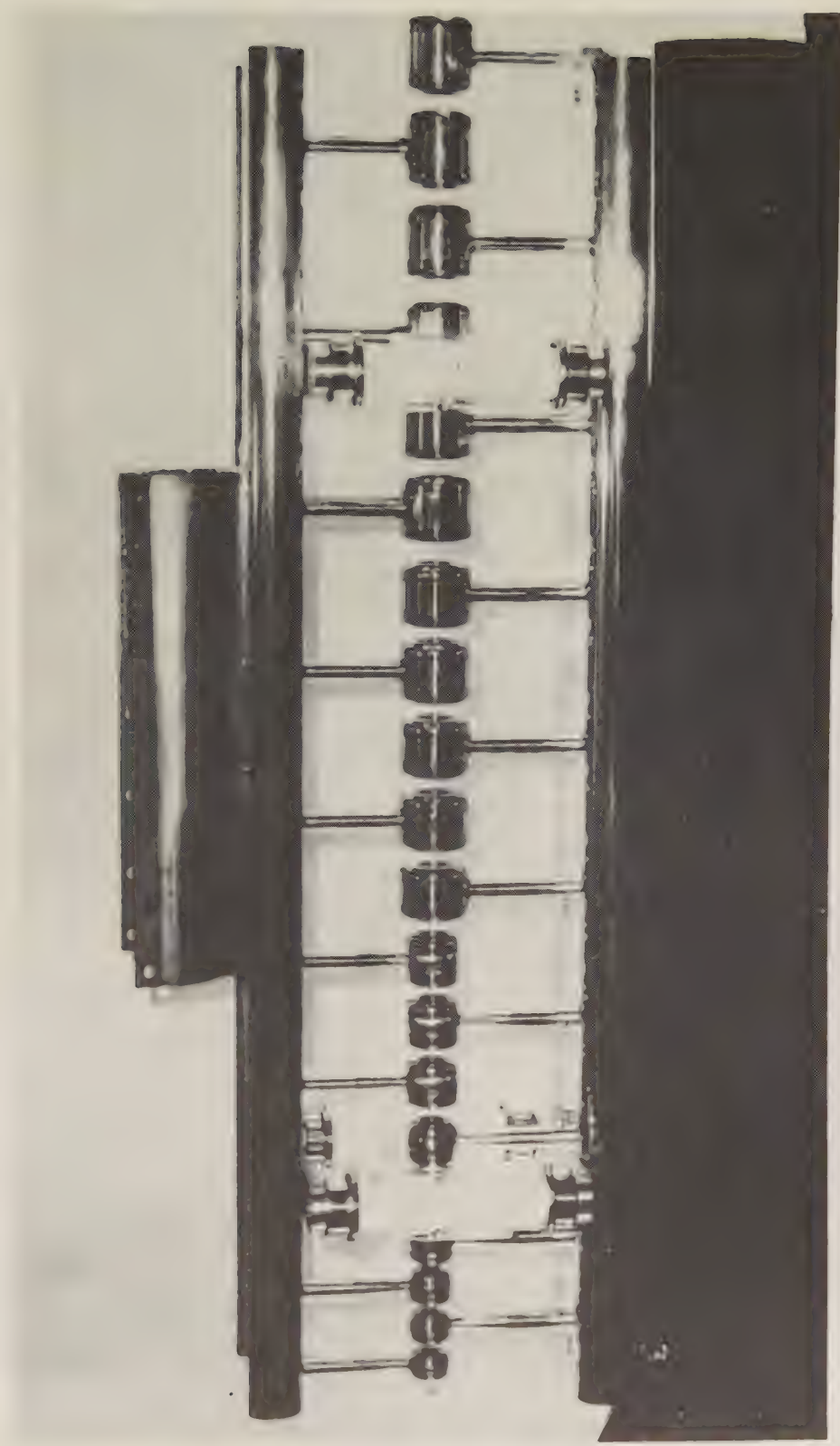


FIG. 47 Structure définitive

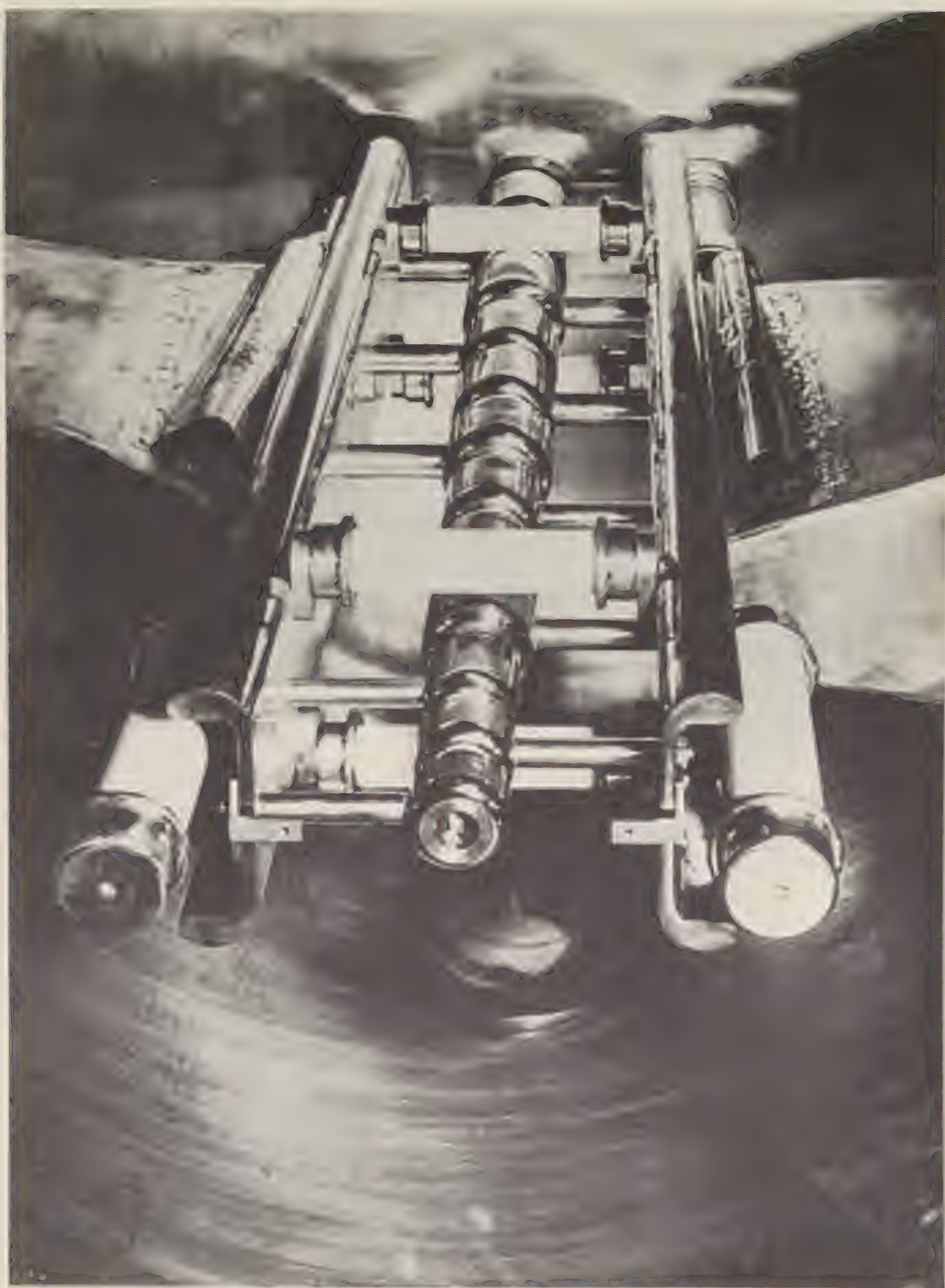


FIG.47 bis Intérieur de la cavité

compte tenu des impédances des canalisations et des pièges, est d'environ 1000 l/s.

6.4. Mesures sur la structure.

La fréquence de résonance de la structure est $f = 48,64$ MHz

La capacité du circuit oscillant équivalent, mesurée par la méthode exposée au paragraphe 4.4. est $C = 40$ pF.

Le coefficient de surtension Q , mesuré par la méthode de la dissonance est $Q = 3500$

La résistance d'antirésonance $R_{ar} = \frac{Q}{C \omega}$ est alors $R_{ar} = 0,28$ M Ω

On a enfin étudié la distribution de tension dans les différents intervalles d'accélération, en les chargeant successivement par un condensateur assez petit pour ne pas trop perturber le système et en mesurant l'écart de la fréquence de résonance correspondante.

Si on place une capacité Δc entre deux points pour lesquels la d.d.p. est U , la capacité équivalente ramenée entre deux points pour lesquels la d.d.p. est U_o est $\Delta c' = \left(\frac{U}{U_o}\right)^2 \Delta c$.

Il en résulte que le rapport des écarts relatifs de la fréquence de résonance sera $\frac{\Delta f}{\Delta f_o} = \frac{U}{U_o}$, et de la mesure de $\frac{\Delta f}{\Delta f_o}$ on déduit la répartition $\frac{U}{U_o}$ de la tension.

En fait, on a procédé à deux séries de mesures, avec un condensateur de 4 pF pour la première série, de 6 pF pour la seconde.

La courbe des écarts relatifs de la tension U entre les intervalles d'accélération, par rapport au second intervalle d'accélération pris arbitrairement comme référence, est représentée figure 48.

Il est intéressant de noter que l'écart total atteint $9 \cdot 10^{-2}$.

Pour un angle de phase moyen $\overline{\phi_s} = -22^\circ 5'$, dont le cosinus est 0,925, on voit que l'angle de phase synchrone correspondant à l'intervalle pour lequel la tension est la plus grande est $\phi_{s1} = -28^\circ$ tel que $\cos \phi_{s1} = 1,045 \cos \overline{\phi_s}$, et l'angle de phase synchrone pour l'intervalle accélérant le moins serait $\phi_{s2} = -15^\circ$ tel que $\cos \phi_{s2} = 0,955 \cos \overline{\phi_s}$.

On voit qu'apparemment la structure est susceptible de fonctionner sans tenir compte des corrections à apporter à cause de la non constance de la tension d'accélération U .

En fait, dans des conditions de fonctionnement semblables par ailleurs, on a obtenu un courant accéléré de 1 μA seulement pour la structure non corrigée, avec un fonctionnement beaucoup plus critique (en fonction de la puissance du générateur en particulier) qu'avec la structure retouchée, pour laquelle le courant accéléré était de 6 μA .

De la valeur de la résistance d'antirésonance R_{ar} on peut déduire l'impédance shunt η_s de la cavité.

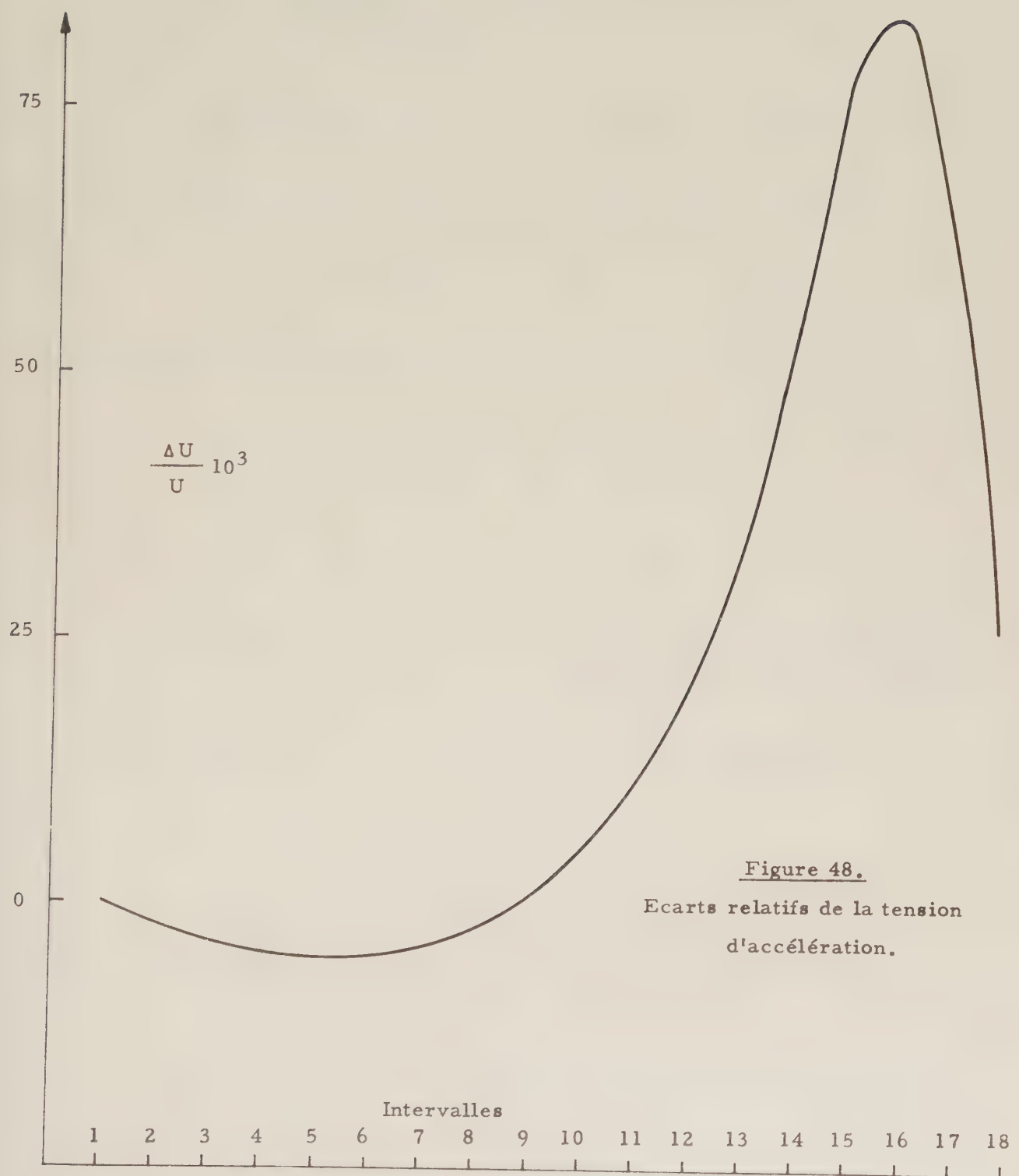


Figure 48.

Ecart~~s~~ relatifs de la tension
d'accélération.

En effet, la puissance dissipée est P telle que $P = \frac{1}{2} \frac{U^2}{R_{ar}}$,

U étant la tension aux bornes des intervalles d'accélération, supposée en première approximation indépendante de l'intervalle considéré, la tension aux bornes du premier et du dernier intervalle étant toutefois $\frac{U}{2}$.

La tension totale, $V_L = \int_0^L Edl$, est donc dans le cas présent $20 \cdot U$,

et $n_s = 800 R_{ar}$ soit $n_s = 224 M\Omega$.

D'après l'expression 3.2.4., on peut alors évaluer l'impédance shunt linéique :

$$Z_s = \frac{V^2}{PL} \quad \text{qu'on peut aussi écrire} \quad \frac{n_s}{L}$$

On trouve $Z_s = 250 M\Omega/m$.

valeur considérable comparée à celles habituellement obtenues, de l'ordre de $70 M\Omega/m$ dans les meilleurs cas.

La puissance que doit fournir le système haute fréquence est :

$$P = \frac{1}{2} \frac{U^2}{R_{ar}}$$

soit $650 W$ dans le cas de deutons ($U = 19 kV$).

et $160 W$ dans le cas de protons ($U = 9,5 kV$).

6.5. Stabilité de phase.

On a déjà vu que l'admittance de phase s'étend sensiblement de -45° à $+22^\circ 5'$, soit environ 60° .

Sans groupeur (buncher), on ne peut donc au mieux accélérer qu'environ $\frac{1}{6}$ du courant injecté. Avec un groupeur, on peut escompter un gain d'un facteur voisin de trois.

Evaluons alors, dans le cas de protons, la profondeur du puits de potentiel du domaine de stabilité de phase, défini par l'expression 1.3.3.

$$P = \frac{2}{\pi} U \frac{\sin \theta}{\theta} (\phi_s \cos \phi_s - \sin \phi_s).$$

Dans ce cas, $U = 9,5$ kV et on trouve $P = 110$ V.

L'expression 1.2.8. $\frac{v_1}{v_s} = \left(\frac{P}{P_s} \right)^{1/2}$ nous donne alors le rapport de l'écart v_1 de la vitesse possible par rapport à la vitesse à l'injection v_s .

$$\text{Ici, } P_s = 20 \text{ kV} \quad \frac{v_1}{v_s} = 0,074$$

Suivant le raisonnement effectué au paragraphe 1.2., l'écart relatif d'énergie possible à l'injection est $2 \frac{v_1}{v_s}$, on voit que cet écart est ± 3 keV.

On peut de même calculer la dispersion du spectre d'énergie à la sortie de l'accélérateur.

A cette extrémité, $\frac{v_1}{v_s} = \frac{110}{175 \cdot 10^3}^{1/2}$

$2 \cdot \frac{v_1}{v_s} = 0,05$ et l'écart d'énergie possible est $\pm 8,7$ keV.

Evaluons alors la fréquence F des oscillations de phase. De l'expression 1.3.4. :

$$\Omega = \frac{2}{\beta \lambda} \left[\frac{q}{m} \pi U \frac{\sin \theta}{\theta} \sin(-\phi_s) \right]^{1/2}$$

on tire $\Omega = 50 \cdot 10^6$, soit $F = 8$ MHz, à l'entrée de la machine. Cette fréquence décroît en β^{-1} au fur et à mesure de l'accélération. En fait, la traversée de la structure s'effectuant en $0,2 \mu s$ environ, les particules ne décrivent même pas un cycle complet d'oscillation de phase.

6.6. Focalisation.

Etudions tout d'abord la dilatation du faisceau due au champ radial en l'absence de tout dispositif de focalisation.

Pour simplifier, nous nous limiterons au cas de particules synchrones. Le champ radial moyen, défini par l'expression 1.3.7. est

$$\bar{E}_r = - \frac{\pi r}{\beta \lambda} E_p \sin \phi_s$$

où E_p est le champ longitudinal moyen; $E_p = \frac{q U}{\beta \lambda} \frac{\sin \theta}{\theta}$ dans le cas d'un accélérateur fonctionnant sur le mode π . $\bar{E}_r$ est donc de la forme $\bar{E}_r = kr$ et l'équation différentielle relative à la composante radiale du

mouvement est :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = kr$$

Si l'on suppose k constant, la solution générale est de la forme :

$$r = r_1 e^{\frac{t}{\theta}} + r_2 e^{-\frac{t}{\theta}} \quad \text{avec} \quad \theta = \left(\frac{q}{m} k \right)^{-1/2}$$

Le premier terme devenant vite prépondérant par rapport au second, nous le prendrons seul en considération.

En fait k n'est pas constant, mais décroît comme β^{-2} et θ croît donc comme β au cours de l'accélération.

Nous pouvons admettre que β reste sensiblement égal à $8 \cdot 10^{-3}$ à la traversée des quatre premières cellules, soit pendant 40 ns, puis égal à $1,2 \cdot 10^{-2}$ pendant la traversée des six cellules suivantes, soit 60 ns, et enfin égal à $1,75 \cdot 10^{-2}$ pendant les 100 ns correspondant aux dix dernières cellules. Les valeurs de $\frac{t}{\theta}$ correspondantes sont respectivement 1,52 puis 1,5 et enfin 1,75. Il en résulte que le rayon du faisceau est approximativement multiplié par 4,6 à la traversée des quatre premières cellules, puis 4,5 à la traversée des six suivantes, et enfin 5,8 à la traversée des dix dernières.

On voit que sans dispositif de focalisation le faisceau diverge de façon prohibitive. Si on suppose qu'on injecte un faisceau cylindrique, bien centré, de 1 mm de rayon, il touche le tube de glissement vers la septième cellule.

La distance à l'axe r étant multipliée par environ 120 à la traversée de l'ensemble de la structure, et le rayon du dernier tube mesurant 13 mm, on voit que seule la partie centrale, correspondant à un rayon de 0,1 mm environ, du faisceau injecté serait susceptible d'être utilement accélérée, ce qui, dans l'hypothèse d'un faisceau de densité à peu près constante, correspond comme intensité au centième de celle observée à l'entrée.

On peut remarquer au passage que le champ défocalisant, exprimé par kr , est de l'ordre de 300 V/cm pour $r = 0,5$ cm vers l'entrée de la machine.

Il résulte des considérations précédentes qu'un système de focalisation est nécessaire. Cette focalisation est assurée par des grilles situées à l'entrée des tubes de glissement, solution retenue pour tous les accélérateurs à basse énergie à l'heure actuelle.

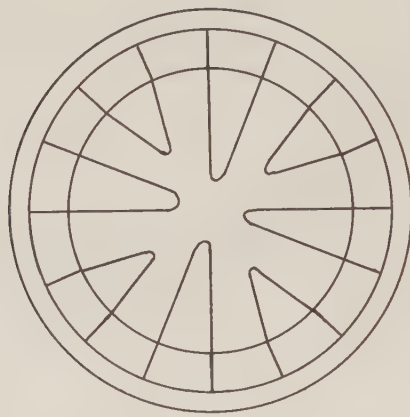
Les grilles sont constituées de ruban de tungstène de 10 à 20 μ d'épaisseur. Elles affleurent l'entrée même du tube de glissement.

De façon à éviter une remontée importante du champ électrique au niveau du ruban, la grille est constituée de telle sorte que la surface développée de celui-ci est au moins égale à l'ouverture. Ceci assure par ailleurs une bonne étanchéité au champ.

De telles grilles ont été réalisées suivant deux types différents, représentées figure 49. Les résultats obtenus semblent à peu près équivalents, le type a) étant plus facile à réaliser. La photographie d'une grille du type b est représentée figure 49bis.



Type a)



Type b)

Figure 49. - Types de grilles réalisées, vue de face.

Des mesures effectuées à la cuve électrolytique ont confirmé que de telles grilles présentent une transparence très faible au champ électrique et peuvent en première approximation être considérées comme parfaites (figure 50). En effet, les équipotentiellles sont pratiquement planes près de la face avant de la grille et il est facile de voir que la transparence de grille rapport R du champ longitudinal en aval de la grille au champ longitudinal en amont, est très faible (voisine de 3 % près de l'axe), sauf au voisinage du bord du tube,

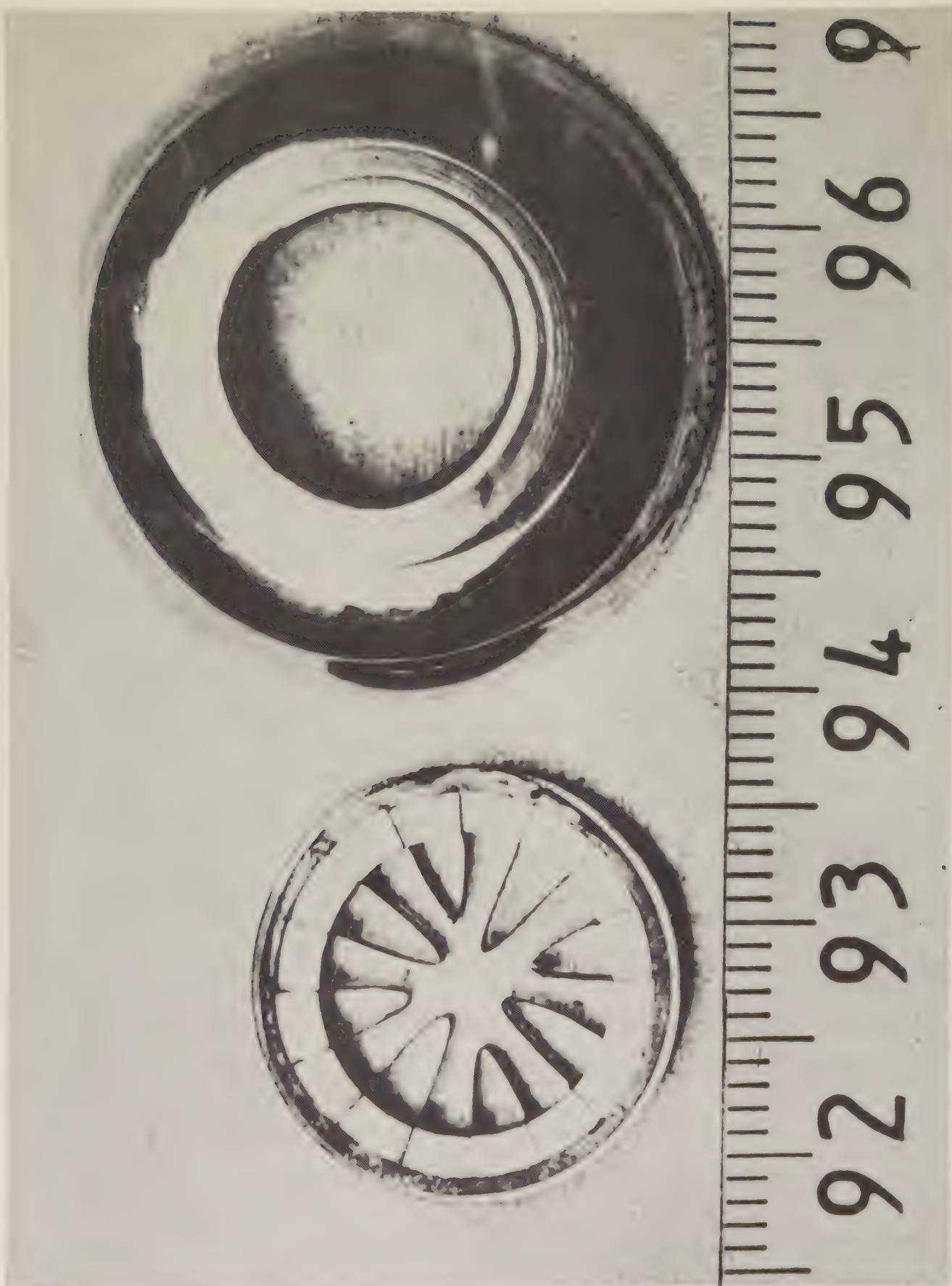


FIG. 49bis Détail des grilles

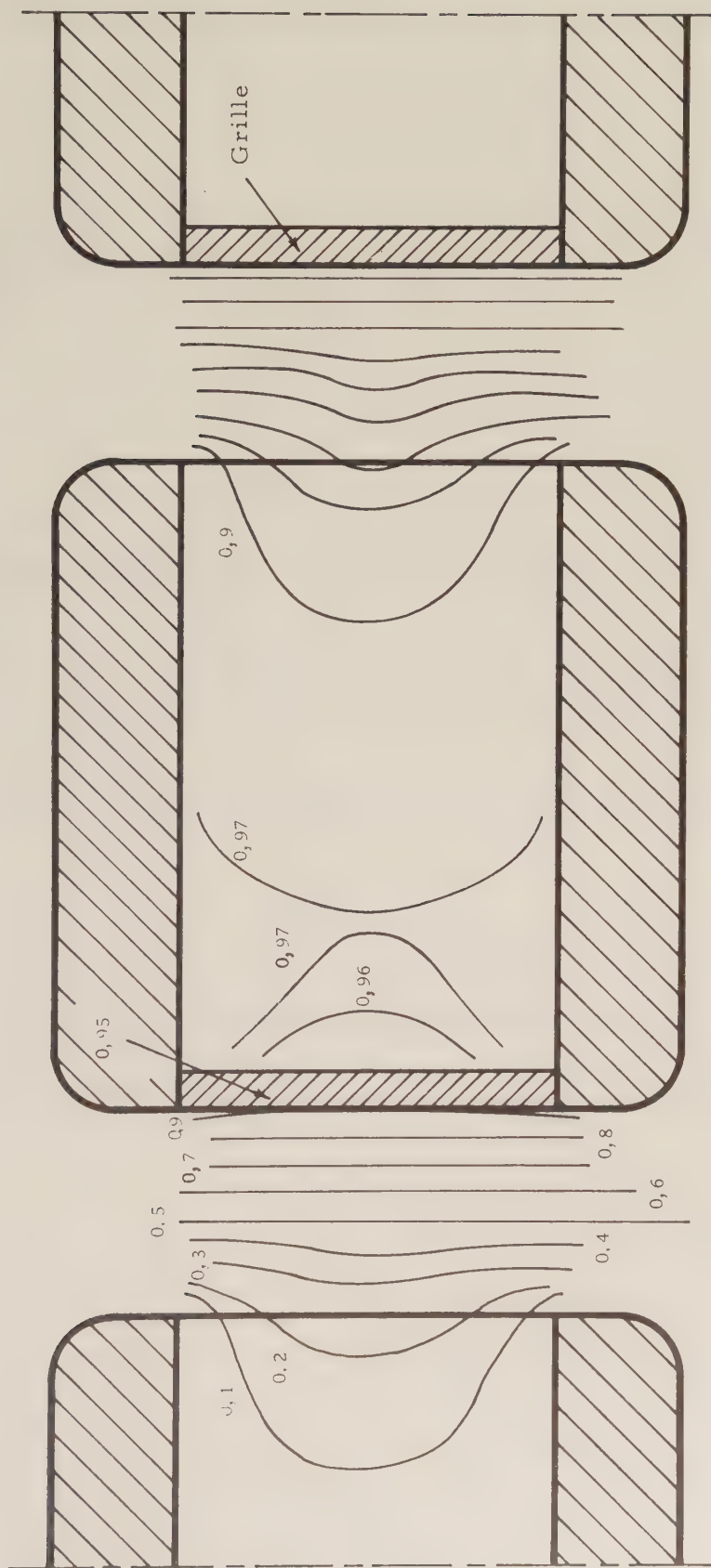


Figure 50. - Equipotentielles d'une grille du type a.

Le potentiel focalisant est alors, suivant l'expression 2.3.9. :

$$U = \frac{\pi r^2}{2 \beta^2 \lambda^2} \frac{U}{\theta} \cos(\phi - \theta)$$

sa valeur maximale correspondant au rayon $r = a$ de la cellule considérée.

Comme ici $U = C^{te}$, et que l'on a pris $\frac{a}{\beta \lambda} = \frac{1}{9}$, cette valeur ne dépend que de ϕ . On voit l'intérêt dans ce cas de prendre des tubes homothétiques, de dimensions proportionnelles à $\beta \lambda$.

Pour $\phi = -\phi_s = 22^\circ 5'$, on trouve $U = 370 \text{ V}$.

On peut en déduire le rapport maximal possible de l'énergie inétique transversale à l'énergie cinétique longitudinale à l'injection :

$$\frac{m v_r^2}{m v_z^2} = \frac{370}{20 \cdot 10^3} = 1,85 \cdot 10^{-2}$$

Le demi angle d'ouverture possible du faisceau est alors défini par :

$$6.6.1. \quad \frac{v_r}{v_z} = 0,135 \text{ radian}$$

Evaluons alors la fréquence F_r d'oscillation radiale.

Le potentiel $U(r)$ peut s'écrire :

$$U_r = \frac{r^2}{a^2} U(a)$$

d'où l'on tire :

$$E_r = \frac{2r}{a^2} U(a)$$

L'équation du mouvement radial est alors :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = 2 q r \frac{U(a)}{a^2}$$

La fréquence F_r est donc inversement proportionnelle à a .

On a :

$$F_r = 8 \text{ MHz} \quad \text{à l'entrée de la machine}$$

$$F_r = 2,5 \text{ MHz} \quad \text{à la sortie.}$$

La transparence au faisceau d'une grille n'est pas facile à évaluer. Elle est moins bonne que la transparence optique à un faisceau lumineux perpendiculaire à son plan, car les vitesses des particules présentent des composantes azimutales et radiales.

La transparence optique de l'ensemble des grilles a été évaluée en utilisant comme photomètre un posemètre photographique. On a trouvé que 50 % de la lumière était transmise, ce qui correspond à une transparence par grille supérieure à 95 %.

6.7. Systèmes haute fréquence.

Différents systèmes ont été étudiés et expérimentés avant d'arriver à la solution adoptée en définitive.

La principale source de difficultés est l'ionisation du gaz résiduel de la cavité, ionisation qui apparaît beaucoup plus liée à la nature du gaz adsorbé par les parois qu'à la pression de fonctionnement. Chaque fois que l'installation est remise en route après une interruption, il est nécessaire de procéder à un "durcissement" d'une durée de l'ordre de deux heures au cours duquel cette ionisation disparaît, progressivement d'abord, puis brusquement, permettant seulement alors d'obtenir la tension nécessaire à l'accélération.

Pendant toute cette période, le plasma qui se trouve dans la cavité ayant un indice différent de l'unité, la fréquence d'accord n'est pas la fréquence définitive.

De plus, même pendant les périodes de fonctionnement continu on observe de temps à autre des perturbations d'assez courte durée dues à l'ionisation, à la suite probablement d'un dégazage local.

Il semble d'ailleurs que ce genre de phénomène soit beaucoup moins gênant avec une machine pulsée, car après une coupure de l'énergie haute fréquence souvent la décharge ne se rétablit pas à la remise sous tension, comme nous l'avions déjà observé lors d'un travail antérieur /16/.

De cette ionisation résultent les inconvénients suivants :

Tout d'abord, il est difficile d'utiliser la cavité elle-même pour déterminer la fréquence d'oscillation, en l'insérant dans une boucle de réaction qui comporte l'amplificateur H. F., solution pourtant apparemment intéressante car, d'une part, elle économise un pilote et des étages à faible niveau et, d'autre part, elle permet à la fréquence de suivre automatiquement les variations de fréquence de résonance de la cavité dues à la dilatation. En effet, on observe que, si l'ionisation se produit au démarrage de l'oscillation, celle-ci s'établit sur une fréquence incorrecte et on obtient ainsi très souvent un régime indéfiniment stable sans que le durcissement progresse de façon sensible.

De plus, en présence de cette ionisation, la cavité couplée par une boucle au circuit de sortie du générateur haute fréquence présente une impédance complètement désadaptée. Le transfert d'énergie se fait très mal. On voit que le circuit de sortie présente alors une résonance avec une très forte surtension pour une fréquence voisine de celle de travail. Faute de précautions très sérieuses, on observe alors des oscillations parasites même en présence d'une excitation importante de l'étage final.

Pour fixer les idées, il est facile de rendre compte de ce phénomène dans le cas d'une adaptation par filtre en π par exemple (figure 51).

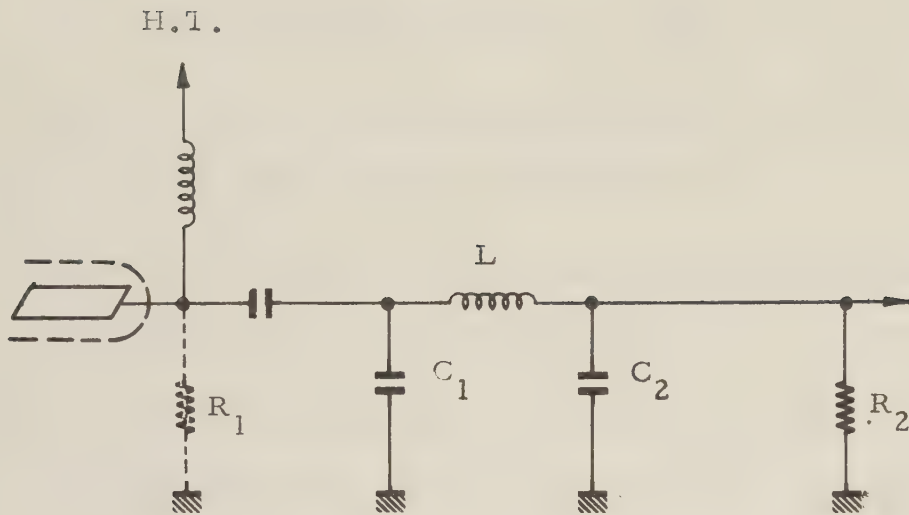


Figure 51. - Adaptation par filtre en π .

Ce filtre a pour effet, ayant pour charge la partie résistive R_2 de l'impédance de la boucle supposée convenablement couplée à la cavité, de ramener à son entrée la résistance R_1 correspondant à une charge correcte de l'amplificateur de sortie.

En fait, le couplage de R_2 au filtre se fait par l'intermédiaire d'une ligne ou d'un coaxial. La valeur de R_2 est donc comprise entre quelques dizaines et quelques centaines d'ohms. Celle de R_1 est de quelques milliers d'ohms. Le rapport de transformation k du filtre sera donc de quelques unités et le condensateur C_2 aura une capacité $C_2 = k C_1$.

Dans les conditions de travail correctes, le filtre est bien amorti par R_2 et sa fréquence de résonance est définie par la fréquence du circuit oscillant constitué de L et des deux capacités C_1 et C_2 en série. Si au contraire, la cavité est ionisée, R_2 devient très faible (en effet, la surtension de la cavité s'effondre, et les tensions induites dans la boucle deviennent très petites). La fréquence de résonance est alors définie par L en série avec C_1 seule, donc assez peu différente de sa valeur précédente, et surtout le circuit cesse d'être chargé efficacement. Sa surtension est alors pratiquement celle de L .

En réalité, les choses sont un peu plus compliquées à cause de la présence d'une ligne entre R_2 et le filtre.

L'impédance ramenée aux bornes de C_2 en présence d'ionisation est alors celle de la ligne court-circuitée à son extrémité en R_2 .

Elle est pratiquement purement réactive, d'où encore une forte surtension du circuit constitué par le filtre.

Il est évident que ces effets ne sont pas spécifiques d'un couplage inductif par boucle, et qu'il en est de même pour un couplage par antenne ou capacité.

Ces phénomènes ont été à l'origine de déboires dont nous avons mis un certain temps à comprendre la nature réelle (l'ionisation n'étant pas toujours visible à l'oeil) et qui consistait essentiellement en un fonctionnement correct du système haute fréquence au cours des essais

préliminaires, la cavité étant à la pression atmosphérique, et en l'apparition d'accrochages et d'oscillations parasites, à des fréquences parfois très peu différentes de la fréquence de travail, dès que l'on faisait le vide.

Ces difficultés nous ont conduit tout d'abord à éliminer un amplificateur de sortie à lignes constitué de triodes de puissance RCA 889R à grilles à la masse.

Cet amplificateur réalisé lors d'un travail antérieur /16/, fonctionnait sans aucune difficulté à 40 MHz. Remanié pour travailler à 50 MHz, il était stable tant que la charge était adaptée correctement, mais il a été impossible de juguler totalement des oscillations parasites, même en amortissant systématiquement les circuits et en neutrodinant, quand la charge était désadaptée par suite d'ionisation.

La fréquence limite de fonctionnement de ces triodes donnée par le constructeur est 75 MHz.

C'est alors que nous avons décidé d'utiliser des tétrodes PHILIPS QBW 5-3500 dont nous disposions. Les circuits d'entrée et de sortie sont en effet mieux séparés qu'avec des triodes. Toutefois, les tétrodes présentent un certain nombre d'inconvénients. L'adaptation d'impédance est beaucoup plus critique que pour des triodes. Le courant fourni est à peu près indépendant de la tension anodique, ce qui fait que si on veut augmenter la puissance en travaillant à une tension anodique

plus élevée, il faut augmenter l'impédance de sortie. Enfin, les écrans sont assez fragiles.

Le seul avantage des tétrodes est de nécessiter une puissance d'excitation beaucoup plus faible que des triodes, surtout quand celles-ci sont attaquées par la cathode.

Une tentative d'utiliser un étage de sortie dissymétrique comportant une seule tétrode accolée à la cavité, couplée directement par un filtre en π à la boucle d'excitation a apporté une amélioration insuffisante, mais a permis de lever complètement le doute sur la nature et le mécanisme des effets observés, l'analyse du fonctionnement étant très simple.

Seul un montage symétrique s'est montré pleinement satisfaisant, supprimant tout accrochage et toute oscillation parasite quelles que soient les conditions de charge.

Le système haute fréquence définitif est constitué comme suit :

L'excitation de la cavité est assurée par une boucle de couplage inductif, dimensionnée de telle sorte que le rapport du flux magnétique qu'elle intercepte au flux total dans la cavité détermine un rapport de transformation permettant l'adaptation à une ligne bifilaire, elle-même couplée de façon réglable au circuit anodique (constitué d'une ligne) de l'amplificateur de puissance. Le circuit de grille de cet amplificateur

est lui-même formé d'une ligne qui constitue la ligne d'anode de l'étage intermédiaire.

Les autres couplages sont assurés par des circuits à constantes localisées.

Le pilote et les premiers étages d'amplification utilisent des transistors.

Le schéma fonctionnel de l'ensemble, qui n'appelle aucune remarque particulière, est représenté figure 52.

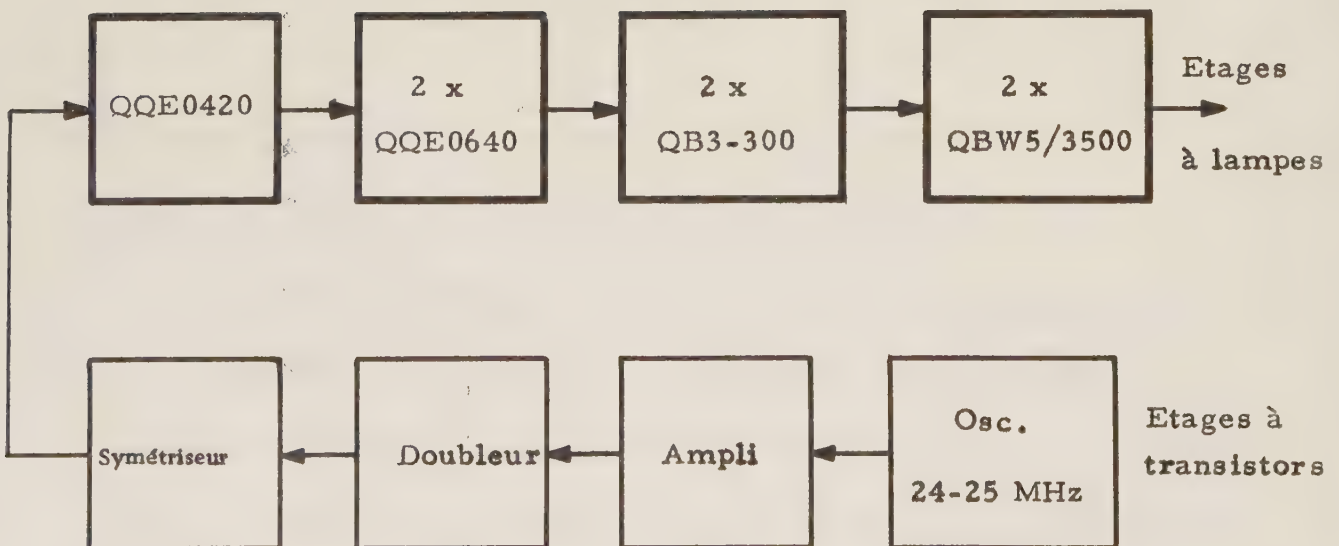


Figure 52. - Système haute fréquence - Schéma fonctionnel.

Pour $\phi_s = -22^\circ 5$, une variation relative de 1 % du niveau haute fréquence entraîne une variation de phase de $1,4^\circ$. Il n'a pas été jugé nécessaire de réguler la tension haute fréquence, mais ce serait utile pour un usage autre qu'expérimental.

6. 8. Injecteur.

Il comporte une source d'ions dont nous disposons. Cette source, d'un type imaginé par Monsieur S. KLEIN est représentée en coupe figure 53.

Pour ioniser le gaz, on utilise le ventre de champ H. F. existant dans une cavité réentrante résonnant à 125 MHz.

Les avantages revendiqués par l'auteur de cette source sont un fonctionnement stable et un débit d'ions grands par rapport à la puissance H. F. consommée (400 μ A de courant total pour 100 W).

Son inconvénient essentiel est que son fonctionnement requiert une pression de gaz relativement élevée (comprise entre 10^{-1} et 10^{-2} Torr) due à la faible longueur des parcours offerts aux électrons et au fait qu'à la fréquence utilisée leurs élongations sont très réduites. Ceci entraîne une forte consommation de gaz par rapport au débit ionique et augmente le débit à pomper, (10 cm^3 par minute à la pression atmosphérique).

Cette source est montée sur un ensemble de focalisation électrostatique dont on disposait lui aussi, dont la coupe est représentée figure 54.

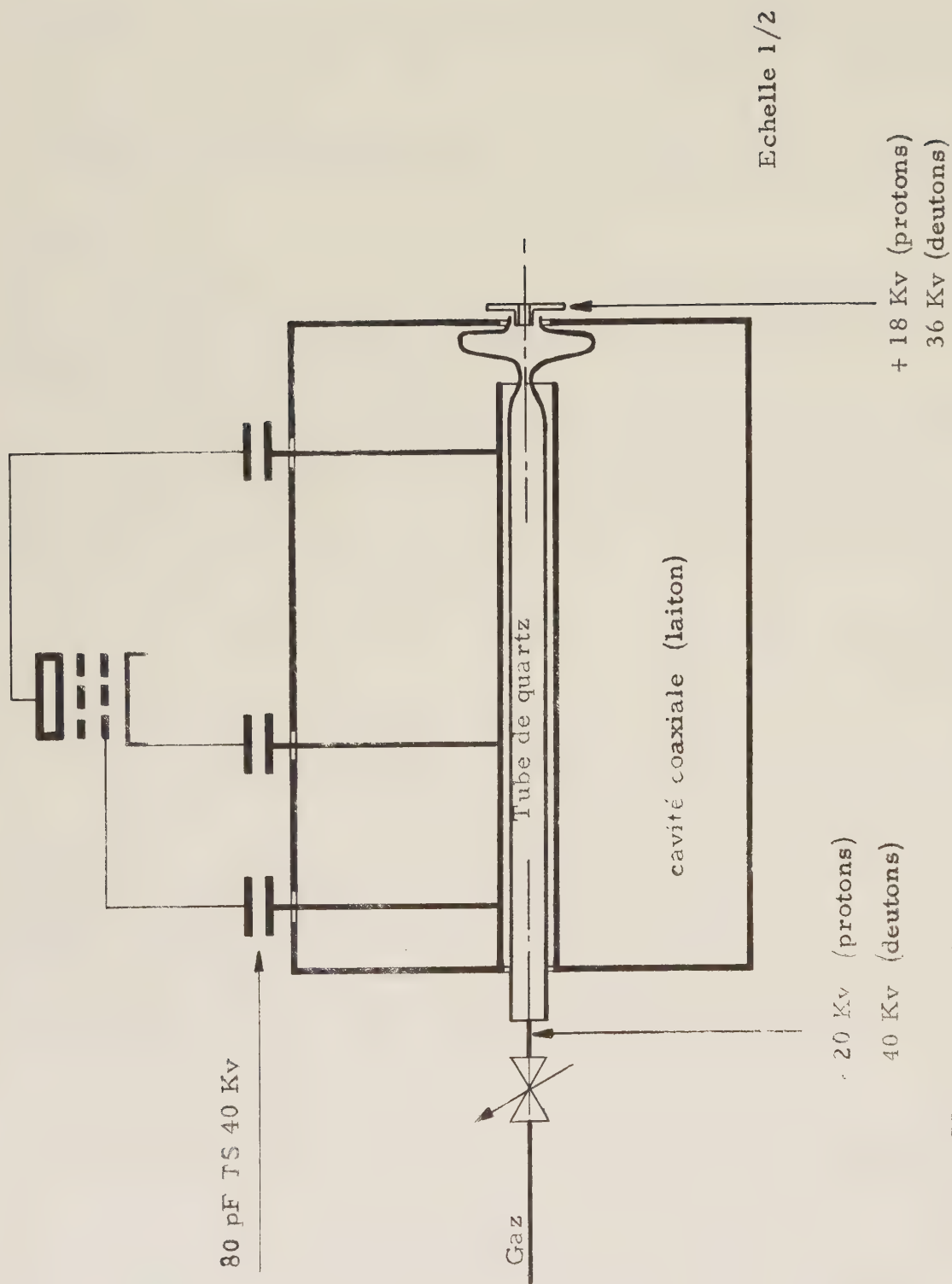
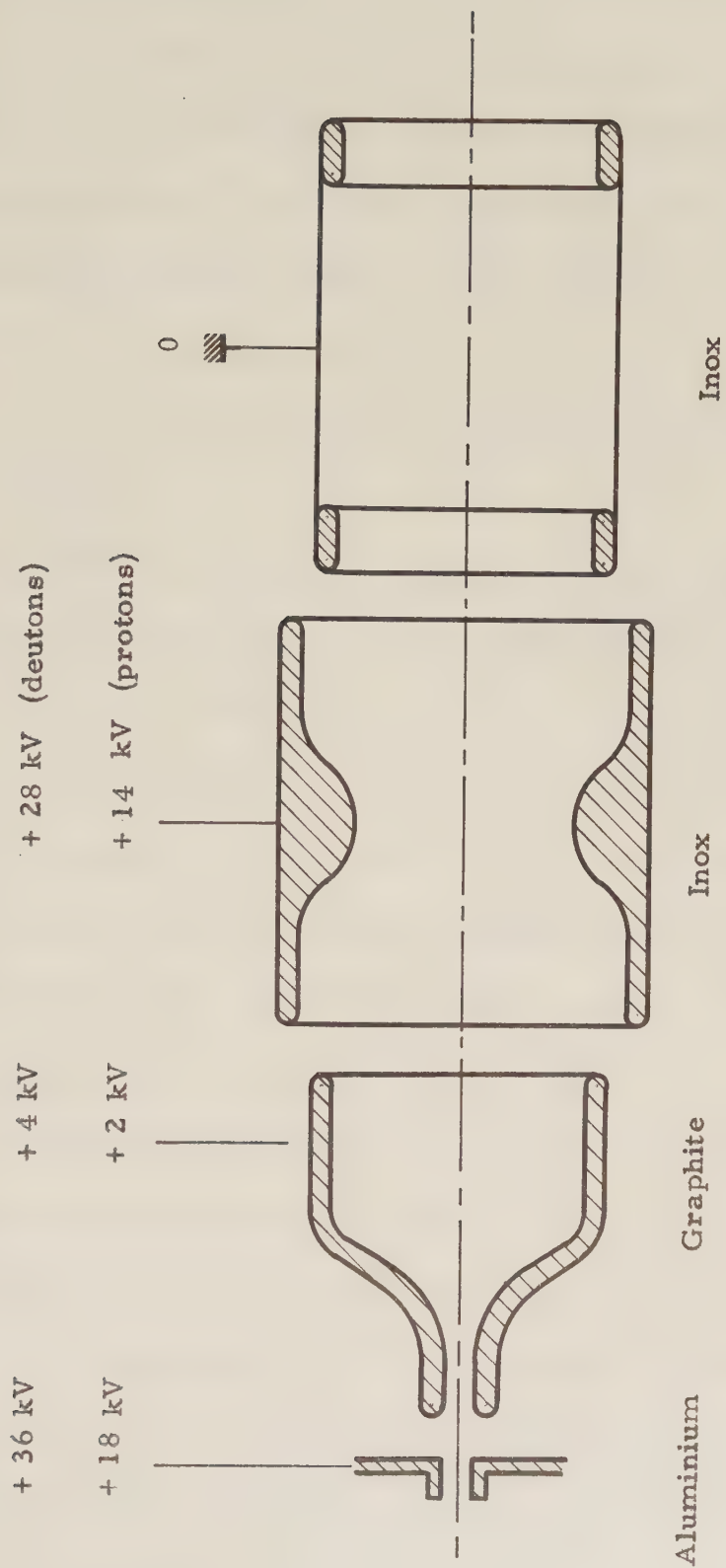


Figure 53. Source d'ions.



Echelle 1/2

Figure 54. Optique d'injection.

Un système de vis de réglage permet d'ajuster en fonctionnement la direction et la parallaxe du faisceau.

Une pompe à diffusion d'huile d'un débit de 500 l/s, munie d'un piège à azote liquide, assure dans l'enceinte de l'injecteur une pression de fonctionnement de $3 \cdot 10^{-4}$ Torr d'hydrogène et évite une admission importante de gaz provenant de la source dans la cavité accélératrice.

Le faisceau obtenu présente une divergence de l'ordre de 3° et un diamètre de 5 mm au voisinage du plan focal, c'est-à-dire à l'entrée dans la cavité. Le courant total est de 400 μ A, mais une mesure effectuée avec un analyseur magnétique a montré qu'il ne comportait que 16 % environ de protons, soit 64 μ A.

6.9. Résultats obtenus.

Tous les essais et toutes les mesures ont été effectuées en travaillant avec des protons. Ce n'est qu'ensuite qu'on a accéléré des deutons. On a seulement vérifié qu'apparemment les résultats étaient identiques en doublant toutes les tensions. Dans ce cas, on observe toutefois quelques points lumineux rouges d'environ 1 mm de diamètre, situés en particulier sur les capuchons en acier inox qui constituent les extrémités des tubes de glissement. Un faible accroissement du niveau H. F. entraîne alors une augmentation importante de la luminosité de ces points et une détérioration très rapide du Q de la cavité.

La tension n'est donc pas très loin de la limite admissible, du moins en régime continu. Toutefois, ces points n'apparaissent pas spécialement sur les tubes les plus rapprochés et les grilles ne donnent apparemment

lieu à aucun trouble particulier.

La pression dans la cavité qui autorise le fonctionnement correct (environ 10^{-4} Torr d'hydrogène) est atteinte en moins de 2 heures de pompage, l'installation étant à la pression atmosphérique au départ; cette pression se stabilise ensuite, en présence du débit d'hydrogène de la source, à $3 \cdot 10^{-5}$ Torr environ.

La montée en tension initiale de la cavité a nécessité plusieurs heures.

Cette durée de remise en route après quelques jours d'arrêt s'est ensuite progressivement raccourcie. On n'observait aucun seuil net comme dans le cas de l'effet multipactor, mais un accroissement assez progressif de la tension au cours du temps accompagné d'une dérive de la fréquence d'accord.

Ces effets, dus à des décharges dans la cavité, sont beaucoup plus sensibles à l'état de surface et à la propreté des parois qu'à la pression résiduelle dans la cavité.

Actuellement, même après plusieurs jours d'exposition à la pression atmosphérique, une fois le vide nécessaire atteint, on obtient immédiatement la pleine tension à la mise en route. Cette amélioration est due d'une part à un nettoyage très soigneux entrepris à la suite d'une pollution accidentelle de la cavité par des vapeurs d'huile de pompes à diffusion due à une fausse manoeuvre, d'autre part à l'effet du durcissement, qui résiste à un séjour à l'air.

Dans les conditions de fonctionnement présentes, on pourrait certainement utiliser sans inconvénient un oscillateur H. F. sans pilote, constitué d'un simple amplificateur, la cavité fermant la boucle de réaction, comme on l'avait déjà fait dans une étude antérieure /16/.

La mesure de l'intensité du faisceau accéléré est celle qui nous a posé le plus de problèmes. A la sortie de l'accélérateur, qui est très court, le faisceau contient à la fois des ions accélérés et d'autres qui ne le sont pas, en particulier ceux qui ont été injectés en dehors des périodes d'admittance de phase et ceux dont le rapport de la charge à la masse n'est pas convenable, et une cible placée sans autres précautions recueille la somme des courants correspondants. L'analyseur magnétique construit pour mesurer le spectre d'énergie ne peut pas convenir. En effet, pour obtenir une résolution suffisante pour séparer les ions accélérés d'ions d'azote ou d'oxygène non accélérés, il faut diaphragmer le faisceau de sorte que le faisceau émergent de l'analyseur ne présente qu'une assez faible partie, impossible à déterminer de façon précise, du faisceau incident. Nous avons essayé des dispositifs électrostatiques, mais il s'est alors montré difficile d'éviter simultanément les effets dus aux électrons secondaires atteignant la source ou au contraire émis par elle, et les résultats obtenus étaient assez contestables. Le moyen qui s'est révélé à la fois de beaucoup le plus simple et le plus efficace consiste à interposer une feuille métallique mince sur le trajet du faisceau.

Pratiquement, une feuille d'épaisseur convenable est traversée par toutes les particules accélérées et arrête toutes celles qui ne le sont pas.

L'épaisseur des feuilles (environ $0,3 \mu$) a été évaluée en utilisant la théorie de Bethe. A titre de recoupement, on a utilisé du cuivre et de l'argent en obtenant les mêmes résultats.

On a ainsi mesuré un courant de $6 \mu\text{A}$, ce qui, compte tenu de la transparence des grilles, de 50 %, correspond à un courant "accroché" à l'injection de $12 \mu\text{A}$, soit 19 % du courant injecté ($64 \mu\text{A}$), ce qui correspond exactement au résultat prévu au paragraphe 6-5 (Domaine de stabilité de phase $67^\circ 5$, $\frac{67,5}{360} = \frac{19}{100}$).

Le spectre d'énergie a été évalué en observant le faisceau sur un écran fluorescent après déflexion par l'analyseur magnétique à 60° , de 16 cm de rayon de courbure, construit à cette fin.

Cet analyseur donne une déflexion de 12,5 mm pour un écart d'énergie de 8,7 keV, égale à la valeur théorique maximale de l'écart d'énergie par rapport à l'énergie nominale calculée au paragraphe 6-5. Compte tenu de l'ouverture effective du faisceau, voisine de 10^{-2} radian, la fente du diaphragme utilisé conduit à un élargissement de raie de 2 mm.

On a observé que la forme du spectre obtenu dépendait beaucoup des conditions de fonctionnement.

Pour les valeurs nominales de la tension H. F. et de l'énergie d'injection, on observe que le spectre a une seule raie, dont la largeur totale est de 30 mm, la plus grande partie de l'intensité étant concentrée dans une largeur de 7 mm environ. Compte tenu des 2 mm de part et d'autre de la valeur moyenne dus à la divergence du faisceau et à la largeur de la fente, on voit

que la largeur totale du spectre est bien celle prévue par la théorie, et qu'en fait la plus grande partie du courant est concentrée dans une raie centrée sur l'énergie nominale, de 8 keV environ de largeur totale.

Si l'énergie d'injection diffère de 20 keV, cette raie se dédouble progressivement (à cause des oscillations de phase corrélatives à une vitesse d'injection non synchrone) et pour une injection à 16 ou 24 keV on obtient deux raies distantes de 11 mm, soit environ 8 keV, la répartition de l'intensité entre ces deux raies étant fonction de la tension d'accélération (une tension plus forte que la valeur nominale privilégiant la raie d'énergie inférieure). Ces phénomènes sont dus aux oscillations de phase. Le courant accéléré diminue brutalement au-dessous de 16 keV, ce qui est à peu près conforme au résultat de l'étude théorique du paragraphe 6-5 qui montrait que l'énergie d'injection devait être 20 ± 3 keV, mais il ne cesse totalement (et brusquement) que pour une énergie d'injection inférieure à 10 keV, ce qui est dû à la faible longueur de la machine devant la période des oscillations de phase. Vers les énergies élevées, on observe une variation brusque du courant accéléré à 26 keV, mais pour des énergies plus élevées, on a toujours du courant accéléré, jusqu'à 40 keV, ce qui correspond au fait que les particules "s'accrochent" à l'onde accélératrice à partir du 2ème ou du 3ème intervalle d'accélération.

On doit remarquer que le courant maximum accéléré obtenu correspond à une énergie d'injection de 22 à 24 keV, supérieure à l'énergie nominale, et que le spectre comportant alors deux raies, l'énergie est moins bien définie qu'avec les conditions nominales.

La divergence du faisceau accéléré est de 10^{-2} radian environ.

Elle est plus faible que ce que laisserait penser la divergence à l'injection. Cette dernière étant $6 \cdot 10^{-2}$, la divergence à la sortie, inversement proportionnelle au rapport des vitesses longitudinales, donc de la racine des énergies, devrait être $\sqrt{\frac{20}{175}} \cdot 6 \cdot 10^{-2} = 2 \cdot 10^{-2}$.

Ceci est vraisemblablement dû au fait que la source ne fournit pas un seul type d'ions, et qu'en fait le faisceau protonique est mieux défini que ne semblent l'indiquer les mesures effectuées sur l'injecteur, qui portaient sur le courant total.

La distribution de densité du faisceau accéléré a été déterminée en déplaçant une petite cible selon deux diamètres orthogonaux, selon un axe horizontal ox et un axe vertical oz .

Les résultats obtenus sont représentés figure 55.

Ils montrent que le faisceau accéléré est bien centré et présente pratiquement la symétrie de révolution, son rayon effectif étant de l'ordre de 20 mm.

On voit par contre que, la source étant positionnée de façon à obtenir le maximum de courant accéléré, le faisceau non accéléré est très décentré. L'expérience montre que, même un désalignement relativement important de la source est bien compensé par la focalisation.

Il semble que, compte tenu du fait que la transparence des grilles pour un faisceau est probablement nettement inférieure à la transparence

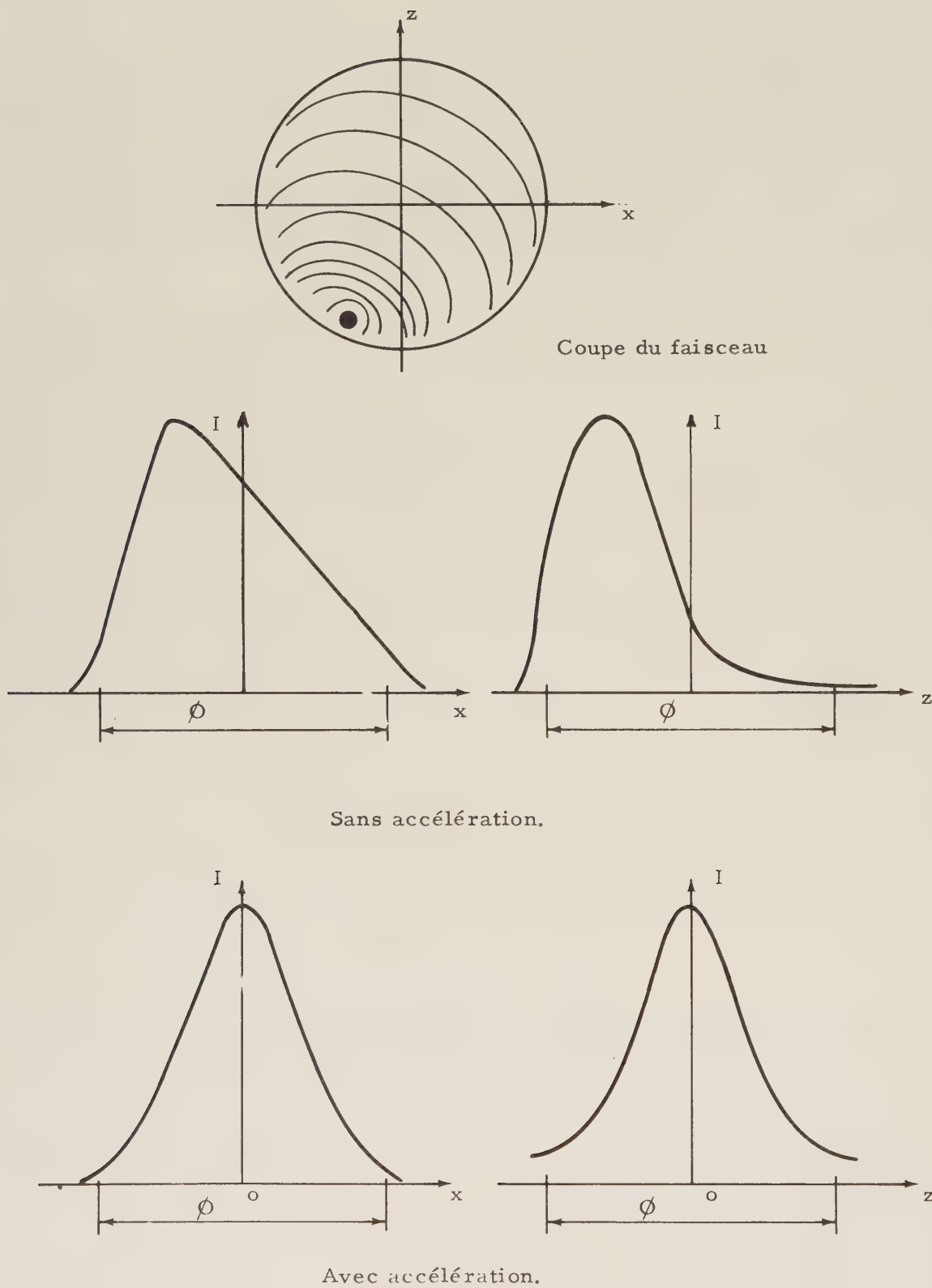


Figure 55. - Densité relative du faisceau.
 ϕ = diamètre du tube n° 20.

optique, aussi bien le courant obtenu que les limites assignées à la tension d'injection excèdent sensiblement les valeurs assignées par la théorie.

Deux explications sont plausibles et peut-être concomitantes :

- 1) La machine n'est pas longue devant la période des oscillations de phase, ce qui fait que des particules qui décrocheraient dans une machine plus longue sont accélérées ici.
- 2) Le critère $2 \phi_s - \theta > -\frac{\pi}{2}$ de l'inégalité 2-3-2, qui exprime que les particules ne subissent en aucun cas d'effet défocalisant à la sortie d'un tube est trop rigoureux. En fait, on peut alors fonctionner avec des domaines de phases stables un peu plus grands que ceux prévus, avec un niveau H.F. légèrement supérieur à la valeur nominale supposée.

CONCLUSION.

Le type de structure décrit ne présente aucune difficulté particulière de mise en oeuvre.

Intéressant pour accélérer des protons ou des deutons à de faibles énergies, il l'est tout particulièrement pour des ions lourds. En effet, dans ce cas, d'une part il est particulièrement intéressant d'utiliser des fréquences basses /47, 48/, et l'expression de l'impédance shunt, approximativement proportionnelle à $\beta^{-1/2} f^{-1}$ (expression 5-1-2) montre que ces structures sont alors tout particulièrement appropriées.

D'autre part, il semble bien, conformément aux enseignements d'ensemble qu'on peut tirer de la session d'étude sur la physique et la production des ions lourds de La Plagne, où ont été exposés les travaux relatifs aux deux références précédentes, que la barrière coulombienne étant au maximum de 100 à 200 MeV pour les ions lourds, il ne présente guère d'intérêt d'accélérer les ions à des énergies supérieures à 10 MeV par nucléon. Cette dernière valeur est d'ailleurs corroborée par Hubbard dans une étude de synthèse sur la question /49/.

Enfin, le rayon de la structure reste relativement faible (de l'ordre de trois fois inférieur à celui d'un Alvarez) même à des fréquences basses.

Cette structure est certainement la meilleure dans le cas d'une focalisation par grilles. En effet, le diamètre des tubes de glissement est alors faible, et la présence du facteur en $C_1^{-3/2}$ dans l'expression de

l'impédance shunt 4-4-5 assure alors à cette dernière une valeur très élevée.

L'intérêt est moins net dans le cas de focalisation intense. Néanmoins, le fait que le champ défocalisant est proportionnel à λ^{-1} permet, puisqu'on peut utiliser de grandes longueurs d'ondes, de faciliter la solution des problèmes de focalisation par rapport à la structure d'Alvarez, d'autant plus que les tubes de glissement sont alors plus longs. On peut donc avoir des diamètres de tubes relativement petits, de façon à ne pas trop détériorer l'impédance shunt par l'augmentation de la capacité entre tubes entraînée par l'accroissement du volume de ces derniers nécessaire pour loger les bobines de focalisation.

Le fait que l'énergie emmagasinée soit beaucoup plus faible que dans un Alvarez (car l'énergie électrique est mieux localisée entre les tubes de glissement) présente plusieurs avantages :

Quoique la fréquence de fonctionnement soit plus basse, le temps de remplissage est plus court, ce qui permet, pour une machine pulsée, de fonctionner avec des impulsions plus courtes.

La montée du champ dans la cavité, rapportée à la période H. F., est beaucoup plus rapide, ce qui réduit considérablement le risque d'observer l'effet multipactor.

Enfin, les claquages éventuels sont beaucoup moins graves que dans une structure d'Alvarez. Il est facile de voir, en évaluant le volume occupé par le champ électrique et en remarquant que ce champ ne peut guère excéder 140 kV/cm, que l'énergie stockée par mètre de machine est de l'ordre de

quelques joules à quelques dizaines de joules alors qu'elle est environ dix fois plus forte dans un Alvarez.

Or, il semble que les claquages qui mettent en jeu des énergies inférieures à 50 joules sont peu destructifs et peuvent être tolérés sans inconvénient grave /49/.

Dans tous les cas, les facilités de refroidissement, la rigidité des tubes de glissement, la longueur hors tout qui peut être sensiblement deux fois plus faible que pour une structure du type Alvarez sont des avantages appréciables.

Plusieurs de ces avantages n'ont d'ailleurs pas été revendiqués dans un brevet /43/ pris à l'origine de cette étude, et ne sont apparus qu'ultérieurement.

La forme de réalisation mécanique que nous avons adoptée (structure entretoisée par des isolateurs) est certainement difficile à transposer pour une machine importante.

Il semble qu'une bonne solution pourrait alors être de construire la structure à partir d'un cadre rigide en acier tel que celui représenté figure 56 sur lequel se fixerait un habillage de tôle de cuivre, les fonctions de support mécanique et de conducteur électrique étant dissociées.

Nos travaux antérieurs sur ce type de structure /2/ ont attiré l'attention d'autres chercheurs sur l'intérêt qu'elles présentaient, en particulier, en Union Soviétique, Bolotin, Bomko, Rewutskii et Sidorenko d'une part /38/, Zeidlitz, Iamnitzkii, Kovpak, Baranov d'autre part /37, 50, 51/.

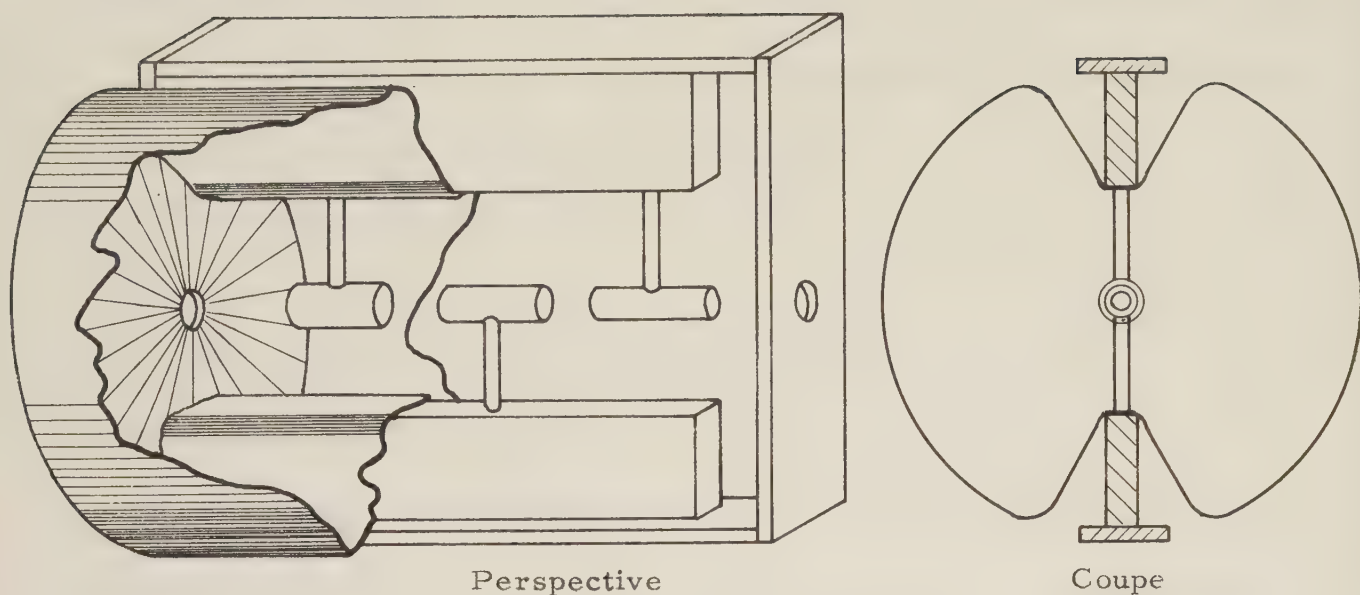


Figure 56. - Cadre porte-structure.

Ceux-ci s'intéressent plus spécialement à des structures dans lesquelles B n'est pas uniquement longitudinal et qui correspondent très exactement à une succession de structures semblables à la structure expérimentale étudiée ici, logées dans la même enceinte et couplées entre elles.

Enfin, l'équipe de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, qui travaille sur un projet d'accélérateur à ions lourds a adopté, à la suite de nos travaux, ce type de structure pour cette machine /52/.

On doit enfin remarquer que, dans tout ce travail, on n'a pas tenu compte des possibilités d'emploi de la cryogénie et l'éventuelle utilisation de supraconducteurs. Il semble que dans ce dernier cas il y aurait intérêt à utiliser des structures du type paire sous écran, qui sont faciles à refroidir, naturellement éloignées des parois sur leur plus grande longueur, et qu'on peut, sans trop de difficultés, isoler thermiquement à leurs noeuds de tension.

La majeure partie des remarques concernant les structures T.E. étudiées ici s'appliquent en partie à de telles structures (elles permettent d'utiliser de grandes longueurs d'ondes, elles sont spécialement intéressantes pour des valeurs relativement faibles de β /48/.

A N N E X E I

Comparaison entre les forces de Laplace et de Coulomb.

Il est bien connu que dans un accélérateur linéaire à symétrie de révolution la force de Laplace, due à l'action de la composante azimutale de l'induction B_ϕ sur une particule de charge q de vitesse synchrone parallèle à l'axe $v = Bc$ est telle que :

$$q \vec{v} \times \vec{B} = -\beta^2 q \vec{E}_r$$

où $q \vec{E}_r$ est la force radiale coulombienne.

En particulier Johnsen /6/ en donne une démonstration précise mais compliquée, basée sur la structure d'une onde de révolution développée par Stratton /30/, et Panofsky /20/ une autre démonstration plus directe et plus intuitive, mais seulement approchée car elle néglige les termes à partir du 3ème ordre dans le développement en série de $\text{div } \vec{E}$ au voisinage de l'axe.

Nous proposons deux démonstrations rapides et plus générales de cette relation.

La première utilise les équations de Maxwell. La seconde est relativiste. Les équations de Maxwell pouvant être considérées comme une conséquence de la relativité restreinte, la seconde démonstration peut apparaître comme encore plus directe et plus fondamentale.

1 - METHODE MAXWELLIENNE.

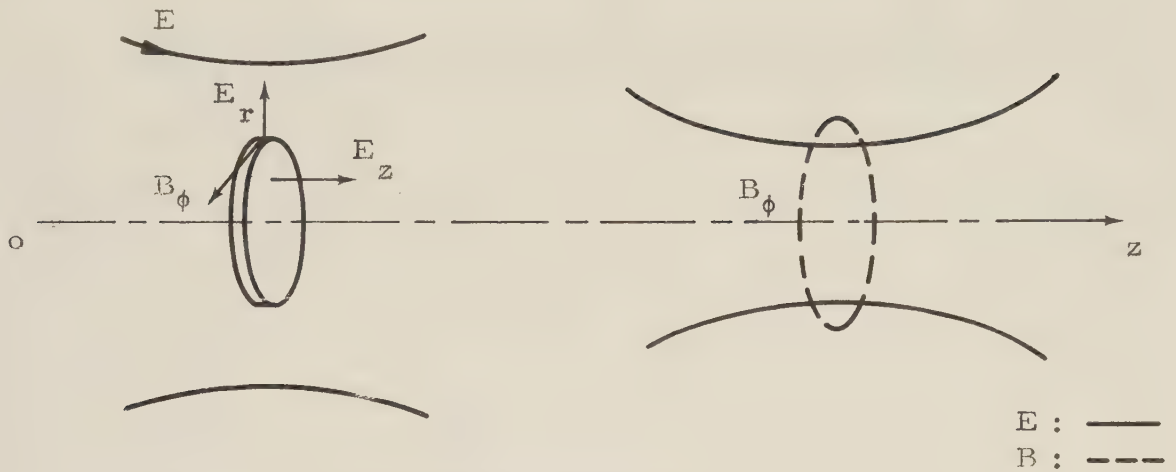


Figure 1. - Configuration de champs.

Dans l'espace considéré, au voisinage de l'axe, il n'y a pas de charges. Les équations de Maxwell se résument donc à :

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= - \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} & \text{div } \vec{B} &= 0 \\ \text{div } \vec{D} &= 0 & \text{rot } \vec{H} &= \frac{\delta \vec{D}}{\delta t} \end{aligned}$$

Les distributions de champ considérées ici comportent une composante longitudinale E_z du champ électrique nécessaire à l'accélération. La symétrie de révolution entraîne l'absence de composante transversale E_ϕ et l'existence de la seule composante transversale B_ϕ de l'induction magnétique. Existence donc seulement les composantes E_z , E_r , B_ϕ , les lignes d'induction magnétique étant, par raison de symétrie, des cercles perpendiculaires à l'axe oz et centrés sur cet axe.

Si on considère un cylindre aplati d'épaisseur infinitésimale de rayon r centré sur l'axe, on voit que l'expression $\text{div } \vec{D} = 0$ s'écrit, en considérant la surface S du cercle de base :

$$2 \pi r E_r = \frac{\delta}{\delta z} \iint_s E_z ds$$

De même l'expression $\text{rot } \vec{H} = \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}$ s'écrit :

$$2 \pi r H_\phi = \frac{\delta}{\delta t} \iint_s D_z ds$$

Or on suppose que la configuration de champ se déplace à la vitesse $v = \frac{dz}{dt}$.

Comme $D_z = \epsilon_0 E_z$, $B_\phi = \mu_0 H_\phi$ et que $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$

(c vitesse de la lumière), on voit immédiatement que :

$$B_\phi = \frac{v}{c^2} E_r$$

Si on considère alors une particule de charge q qui se déplace à la vitesse $\vec{v}$ parallèle à l'axe, il est facile de voir, compte tenu du sens de rotation positif conventionnel, que

$$\vec{v} \times \vec{B}_\phi = - \frac{v^2}{c^2} E_r$$

Avec la notation habituelle $\beta = \frac{v}{c}$, la force radiale totale qui s'exerce sur une particule synchrone est donc :

$$f_r = (1 - \beta^2) q E_r$$

2. METHODE RELATIVISTE.

A condition que $v < c$, une onde progressive telle que celle de la figure 1 peut être obtenue en effectuant la translation à vitesse v constante, dirigée selon oz , d'un système statique dans un référentiel mobile/53/p. 11.

Les formules de transformation de Lorentz s'écrivent, en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{aligned} E'_z &= E_z & B'_z &= B_z \\ E'_x &= \frac{1}{\alpha} (E_x - v B_y) & B'_x &= \frac{1}{\alpha} (B_x + \frac{v}{c^2} E_y) \\ E'_y &= \frac{1}{\alpha} (E_y + v B_x) & B'_y &= \frac{1}{\alpha} (B_y - \frac{v}{c^2} E_x) \end{aligned}$$

où $\alpha = \sqrt{1 - \beta^2}$ et où les caractères non accentués désignent les valeurs mesurées dans le référentiel mobile, ceux qui sont accentués les valeurs mesurées dans le référentiel fixe.

Il est clair que si le système admet la symétrie de révolution dans le référentiel fixe, il l'admet aussi dans le référentiel mobile.

Puisque, dans ce référentiel, le système est statique, $\frac{\delta \vec{D}}{\delta t} = 0$ et l'expression $\text{rot } H = \frac{\delta \vec{D}}{\delta t}$ entraîne $B_\phi = 0$, soit $B_x = B_y = 0$

Il en résulte que les seules composantes non nulles dans ce référentiel sont E_z , E_x , E_y et éventuellement B_z .

Les valeurs des champs mesurées dans le référentiel fixe sont alors :

$$\begin{aligned} E'_z &= E_z & B'_z &= B_z \\ E'_x &= \frac{1}{\alpha} E_x & B'_x &= \frac{1}{\alpha} \frac{v}{c^2} E_y \\ E'_y &= \frac{1}{\alpha} E_y & B'_y &= -\frac{1}{\alpha} \frac{v}{c^2} E_x \end{aligned}$$

La vitesse $\vec{v}$ ayant pour composantes $(0, 0, v_z)$ on trouve immédiatement les composantes de $\vec{E}'$ et de $\vec{v} \times \vec{B}'$:

$$\vec{E}' \left| \begin{array}{c} E_z \\ \frac{1}{\alpha} E_x \\ \frac{1}{\alpha} E_y \end{array} \right| \quad \vec{v} \times \vec{B}' \left| \begin{array}{c} 0 \\ -\frac{1}{\alpha} \frac{v^2}{c^2} E_x \\ -\frac{1}{\alpha} \frac{v^2}{c^2} E_y \end{array} \right|$$

Donc, dans le système fixe $(\vec{v} \times \vec{B}')_r = -\beta^2 E'_r$

Remarque I.

L'hypothèse de la symétrie de révolution du champ n'est intervenue qu'au travers de la nullité des composantes transversales du champ magnétique dans le référentiel mobile qu'elle postule. Il en résulte que, pour tous les champs qu'on peut considérer comme engendrés par la translation à vitesse constante d'un système sans champ magnétique transversal, la relation

$$(\vec{v} \times \vec{B}')_T = -\beta^2 E'_T$$

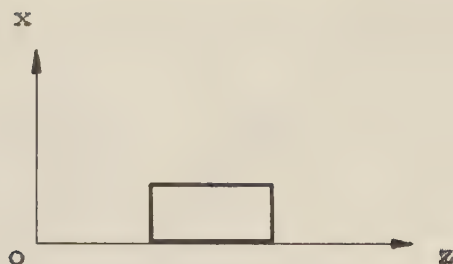
est vérifiée, l'indice T désignant les composantes transversales vues dans le système fixe.

Remarque II.

Considérons le cas d'une onde transverse électrique dans le référentiel fixe, caractérisée par $E'_z = E_z = 0$.

La configuration de champs étant fixe dans le système mobile,
 $\frac{\delta \vec{B}}{\delta t} = 0$ et $\text{rot } \vec{E} = 0$.

Considérons alors une coupe selon le plan xoz par exemple :



La circulation du champ E étant nulle sur un contour tel que celui représenté entraîne $E_x = \text{Cte}$ comme $E_z = 0$.

E_x ne peut être constante dans tout l'espace que si elle est nulle. Il en résulte qu'il n'y a pas de composantes transversales de $\vec{E}$ dans le référentiel mobile et les formules de transformation sont les suivantes :

$$E'_z = E_z = 0$$

$$B'_z = B_z$$

$$E'_x = - \frac{1}{\alpha} v B_y$$

$$B'_x = \frac{1}{\alpha} B_x$$

$$E'_y = \frac{1}{\alpha} v B_x$$

$$B'_y = \frac{1}{\alpha} B_y$$

et la force transversale qui s'exerce sur une particule de charge q de vitesse $(0, 0, v)$ est nulle, la force de Laplace s'opposant exactement à celle de Coulomb résultat connu mais dont les démonstrations classiques sont plus longues.

A N N E X E II

Pertes dans les inductances.

Dans le cas d'un système résonnant, l'énergie emmagasinée, ou énergie réactive, passe de la forme magnétique à la forme électrique à une fréquence double de celle du champ. Ce transfert d'énergie est assuré par les courants circulant dans les conducteurs.

L'effet Joule dû à ces courants est responsable de la partie habituellement la plus importante des pertes observées dans le système, le reste étant dû aux pertes diélectriques éventuelles et au rayonnement électromagnétique (souvent négligeable).

Les pertes totales définissent l'énergie active qu'il faut fournir au système pour entretenir l'oscillation du champ électromagnétique.

Le produit par 2π du rapport de l'énergie réactive stockée dans le système à l'énergie perdue par demi-cycle est appelé coefficient de surtension ou de qualité et est habituellement noté " Q ".

On voit que, contrairement à une opinion malheureusement assez répandue, une augmentation de Q n'assure pas à elle seule une diminution des pertes. Il faut en plus que, par exemple, l'énergie réactive reste à peu près constante.

Evaluons alors la perte d'énergie par unité de surface de conducteur.

Le courant volumique étant $\mathcal{J}_0 = I_0 e^{j\omega t}$

à la surface d'un conducteur, à la profondeur z , il est

$$\mathcal{J} = e^{-\frac{j+1}{p}z} \mathcal{J}_0$$

p étant la profondeur de pénétration

$$p = (\pi \mu \sigma f)^{1/2}$$

Pour le cuivre, à la température ordinaire, la conductivité est :

$$\sigma = 6,25 \cdot 10^7 \quad \text{et} \quad \mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \quad \text{et}$$

$$p = 0,0637 f^{-1/2}$$

La perte d'énergie par unité de surface est celle qu'on observerait en supposant le courant uniformément réparti dans l'épaisseur de peau

$$P_s = \frac{1}{2} I_s^2 (\pi \mu \sigma f)^{1/2}$$

On en déduit la notion de résistance superficielle.

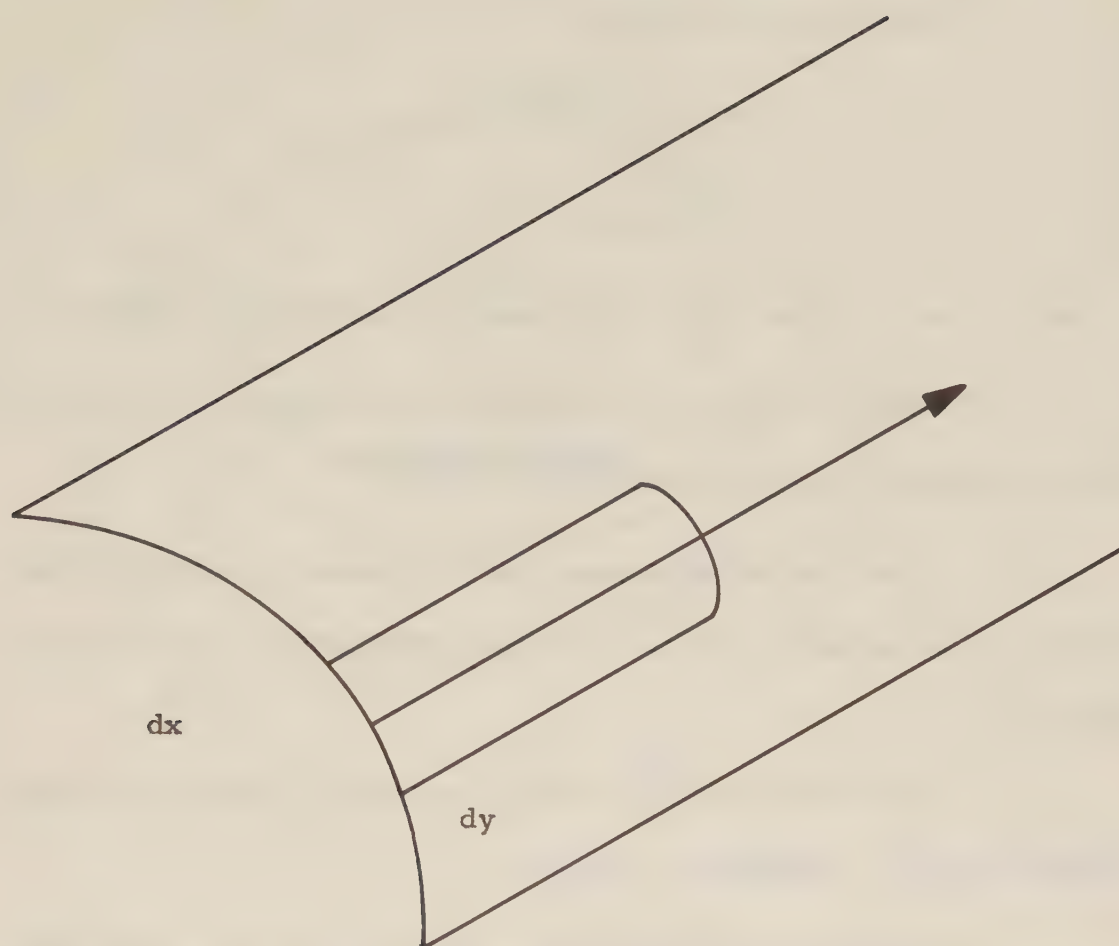


Figure 1. - Résistance superficielle.

Si on trace à la surface d'un conducteur une ligne perpendiculaire au courant, (figure 1), la résistance de l'élément de surface conductrice de largeur dx sur une telle ligne, de longueur dy , dans le sens du courant, est :

$$r = \frac{l}{dx} r_s dy$$

avec :

$$r_s = (\pi \mu \rho f)^{1/2}$$

Dans le cas du cuivre,

$$r_s = 2,5 \cdot 10^{-7} f^{1/2}$$

$$1 - \quad P_s = 1,25 \cdot 10^{-7} f^{1/2} I_s^2$$

où I_s est la valeur crête de la densité superficielle de courant.

A titre d'exemple, une densité courant crête de 10^4 A/m à 100 MHz dissipe une puissance de 125 kw/m^2 .

Le refroidissement pose des problèmes qui soulèvent des difficultés rapidement croissantes à partir de puissances de l'ordre de 500 kw/m^2 .

Il est très favorable d'étaler un courant donné sur la plus grande largeur de conducteur possible :

Les pertes totales sont réduites, ce qui diminue la puissance à fournir et à évacuer, et les pertes par unité de surface sont réduites encore plus.

On peut tout d'abord songer à aplatir les conducteurs.

L'amélioration apportée n'est pas aussi considérable qu'on pourrait le penser. Les courants sont alors en effet surtout localisés sur les bords du conducteur, comme on peut s'en rendre compte en dessinant intuitivement les lignes de force du champ magnétique et en appliquant le théorème d'Ampère (figure 2).

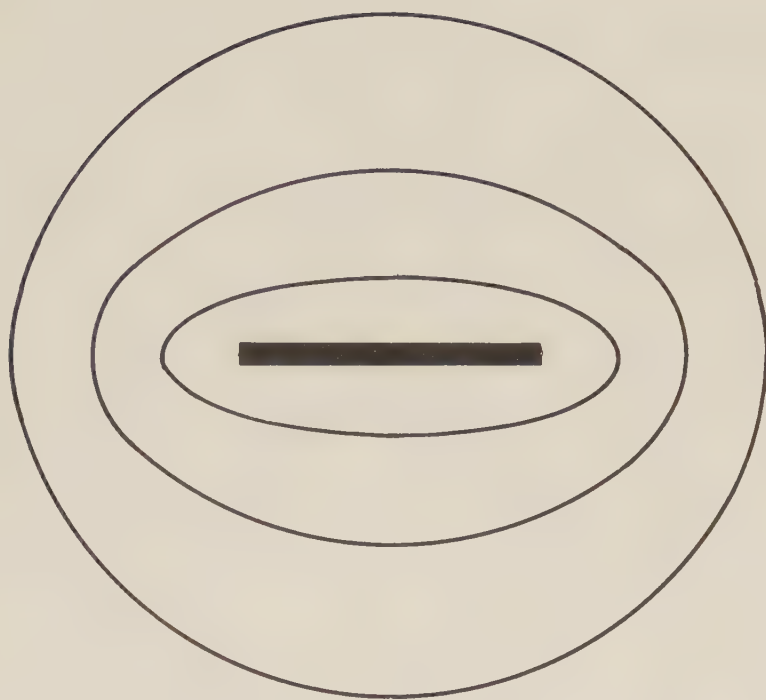


Figure 2.- Lignes de champ magnétique d'un conducteur plat.

Le procédé ne donne de bons résultats que dans le cas de conducteurs juxtaposés.

Une méthode plus efficace, mais qui comporte de sévères limitations pratiques, consiste en l'emploi de fil divisé.

Le rayon du brin élémentaire doit être faible devant l'épaisseur de peau, ce qui conduit, pour des brins de diamètre de l'ordre de 50 ou 70 μ , à des fréquences maximales de 1 ou 2 MHz.

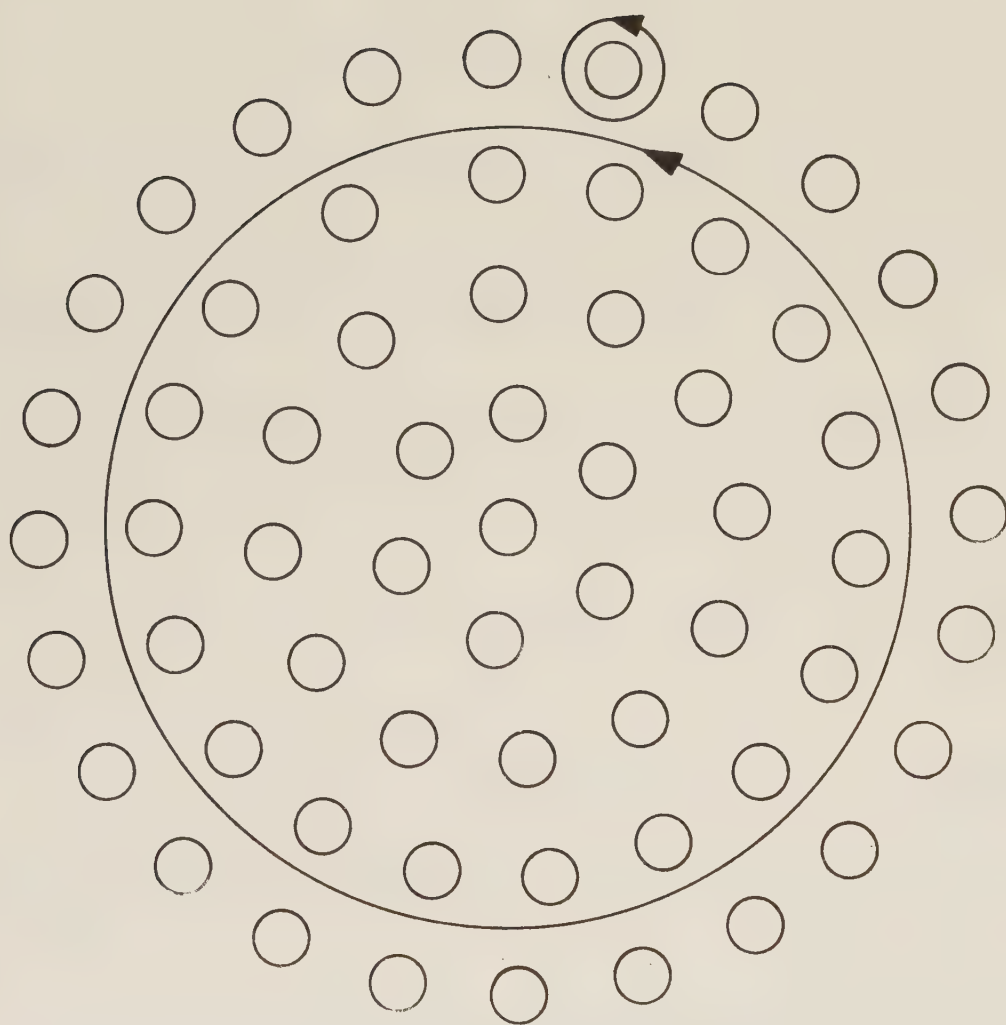


Figure 3. - Conducteurs multiples. Fil divisé.

D'autre part, les problèmes de refroidissement sont alors difficiles à résoudre.

Quoique la question soit relativement classique /45/, il n'est pas sans intérêt de montrer qu'on ne gagne rien à utiliser des conducteurs multiples, si leur rayon est grand devant l'épaisseur de peau, le type de raisonnement fait étant facilement transposable à d'autres dispositions, et en particulier aux bobinages à plusieurs couches.

Considérons par exemple (fig. 3) un conducteur formé de n brins de rayon r dont la couche extérieure est située à la distance R du centre du conducteur. Soit I le courant total, supposé équi-réparti entre les n brins.

Au voisinage d'un brin situé à la périphérie, le champ magnétique dû à l'ensemble des autres brins et le champ propre du brin s'ajoutent sur une génératrice du brin située vers l'extérieur du conducteur, se retranchent sur une génératrice située vers l'intérieur.

Il en résulte que la densité du courant n'est pas uniforme autour d'un brin. En particulier, si le champ général est supérieur au champ propre du brin, le courant sur les génératrices internes du brin est de sens contraire au courant total transporté par le conducteur, et l'existence de tels courants ne peut donc qu'augmenter les pertes.

Le champ général est $\frac{I}{2 \pi R}$. Le champ propre d'un brin serait $\frac{I}{2 \pi nr}$ dans le cas d'une distribution homogène des courants superficiels.

Ceci suppose $\frac{I}{2 \pi nr} \gg \frac{I}{2 \pi R}$ c'est-à-dire que la densité

linéique de courant est la plus grande dans le cas du conducteur divisé.

C'est donc lui qui présente les pertes les plus importantes. Dans le cas

limite où le courant est essentiellement localisé sur la face externe des

brins périphériques, et quasi nul sur la face interne, le champ propre

sur cette face est de l'ordre de $\frac{I}{4 \pi nr}$ et doit être égal au champ

général $\frac{I}{2 \pi R}$.

On a donc $nr = \frac{R}{2}$, et dans ce cas encore les pertes sont les plus importantes dans le cas du conducteur divisé.

Pour que l'emploi d'un tel conducteur soit avantageux, il est clair que les brins doivent pouvoir être pénétrés par le champ magnétique, de sorte que celui-ci n'impose plus le courant. Le rayon d'un brin doit donc être faible devant l'épaisseur de peau.

L'expérience confirme ces résultats. Les fils divisés commerciaux utilisent des brins de 50 ou 70 μ de diamètre et leur utilisation ne présente d'intérêt que pour des fréquences inférieures à 1 à 2 MHz, ce qui correspond à des épaisseurs de peau de l'ordre de 50 μ .

On peut montrer à partir de considérations analogues que des bobinages à plusieurs couches perdent tout intérêt aux fréquences élevées. En effet, les conducteurs constituant les couches internes sont

soumis au champ créé par les couches extérieures. Là encore, le diamètre du conducteur doit être très faible pour que le champ propre soit supérieur au champ dû à l'ensemble des conducteurs.

D'une façon plus générale on peut considérer que, dans le cadre de ce travail, les courants servent essentiellement à créer un champ magnétique dans un certain volume, soit qu'on désire obtenir ce champ, soit qu'on veuille réaliser une inductance susceptible d'accumuler l'énergie réactive W telle que :

$$W = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{1}{2} \iiint \mu H^2 dv$$

L'épaisseur des conducteurs n'est généralement pas petite devant l'épaisseur de peau. A la surface des conducteurs on a donc $I_s = H$ d'après le théorème d'Ampère (I_s étant l'intensité superficielle) et les pertes sont proportionnelles à $\iint \mu H^2 ds$, s étant la surface des conducteurs.

D'autre part, le champ H étant créé par les courants qui circulent à la surface des conducteurs, il est clair que c'est à la surface de ceux-ci qu'il présentera ses maxima. Pour diminuer les pertes, on a intérêt à rendre ces maxima aussi faibles que possible devant la valeur moyenne du champ H dans l'ensemble du volume. Le champ magnétique doit donc être aussi constant que possible en intensité dans tout le volume V .

Pour de telles distributions du champ, il est manifeste que le rapport des pertes à l'énergie réactive, proportionnel au rapport de la surface au volume, diminue quand les dimensions augmentent. On voit qu'à cet égard on a intérêt à stocker l'énergie réactive dans le plus grand volume possible.

Enfin, à volume V donné, on a intérêt à choisir une disposition assez ramassée qui conduit à un rapport $\frac{V}{s}$ favorable.

Ces considérations expliquent la supériorité des dispositifs du genre des cavités résonnantes sur les circuits à constantes localisées.

On doit néanmoins considérer le cas où on a à réaliser une inductance donnée dans un petit volume déterminé, et où est donc amené à réaliser un bobinage dont l'inductance est proportionnelle au carré n^2 du nombre n de tours, toutes choses égales par ailleurs.

Les bobines à plusieurs couches étant sans intérêt, comme on l'a vu, on ne considérera que les solénoïdes à une seule couche, à spires jointives ou quasi-jointives pour offrir la plus large section de conducteur possible au passage du courant. Celui-ci est pratiquement localisé sur la surface interne du bobinage conducteur, seule baignée par le champ magnétique.

Les pertes (d'après Butterworth cité par Johnsen /6/) sont

à peu près quatre fois plus grandes que si le courant était uniformément distribué à la surface du conducteur. Il en résulte que dans le cas de bobinages à spires jointives les pertes observées sont environ les $\frac{4}{3}$ de celles qu'on observerait, à nombre d'ampère x tours égal, avec une distribution de courant uniforme sur la surface intérieure d'un tube.

A N N E X E I I IGénérateur de dérivées partielles.

Un certain nombre de systèmes permettant de tracer automatiquement des trajectoires de particules soumises à des forces de potentiels ont déjà été construits. Le principe en est le suivant :

Mettant à profit des analogies rhéographiques, la distribution des champs est simulée en imposant des potentiels déterminés à un système d'électrodes plongeant dans une cuve. Un système de sondes directionnelles permettent alors de mesurer les composantes du champ en un point donné. Une machine analogique calcule le mouvement correspondant, auquel est asservi le déplacement des sondes.

Dans le cas d'un système cylindrique de révolution, les champs sont indépendants du plan méridien dans lequel on se trouve. Il est donc suffisant de faire déplacer les sondes à la surface de la cuve rhéographique. De plus, on peut isoler un secteur de la cuve défini par un dièdre dont l'arête est l'axe de révolution sans perturber la distribution de potentiels, d'où la disposition habituelle de ces cuves (figure 1).

Le fond en est constitué par un dièdre isolant très obtus, qui délimite deux secteurs étroits, de sorte que le profil des électrodes peut pratiquement être défini par de la tôle.

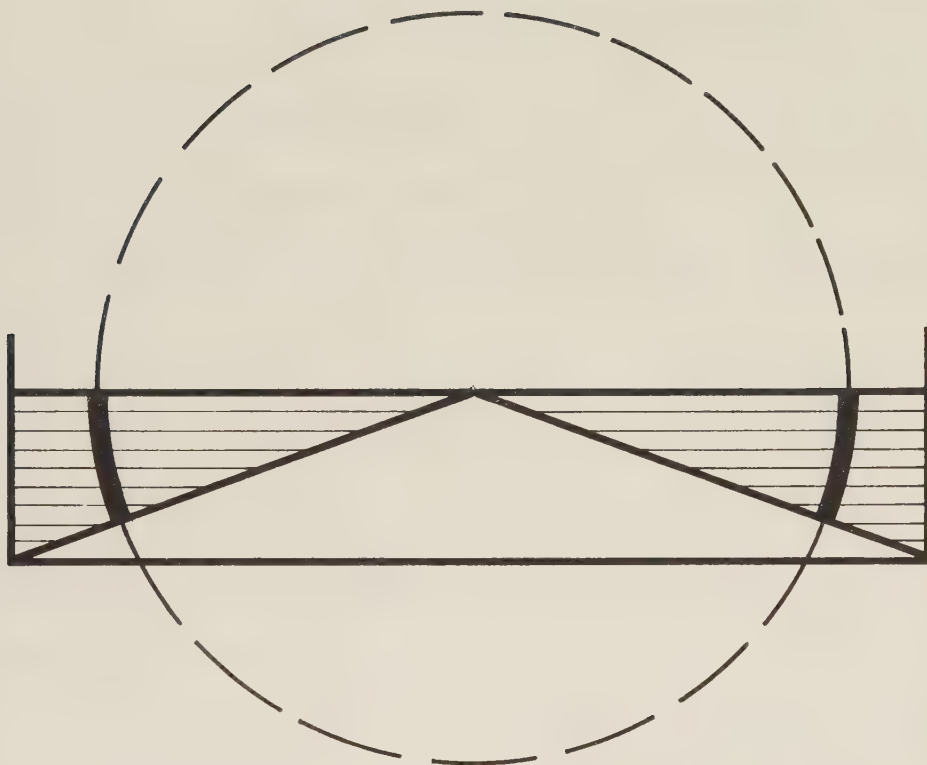


Figure 1.- Cuve rhéographique plate.

La distribution de potentiels correspondants peut être simulée par un réseau maillé de résistances dont la valeur est inversement proportionnelle à la distance à l'axe (figure 2), les sondes étant remplacées par un système de contacts glissants mesurant la d.d.p. entre deux noeuds, la distribution de potentiels étant définie en imposant le potentiel de certains de ceux-ci par des électrodes fixes en contact avec eux. On peut alors remarquer que, dans le cas d'une machine allongée comme un accélérateur

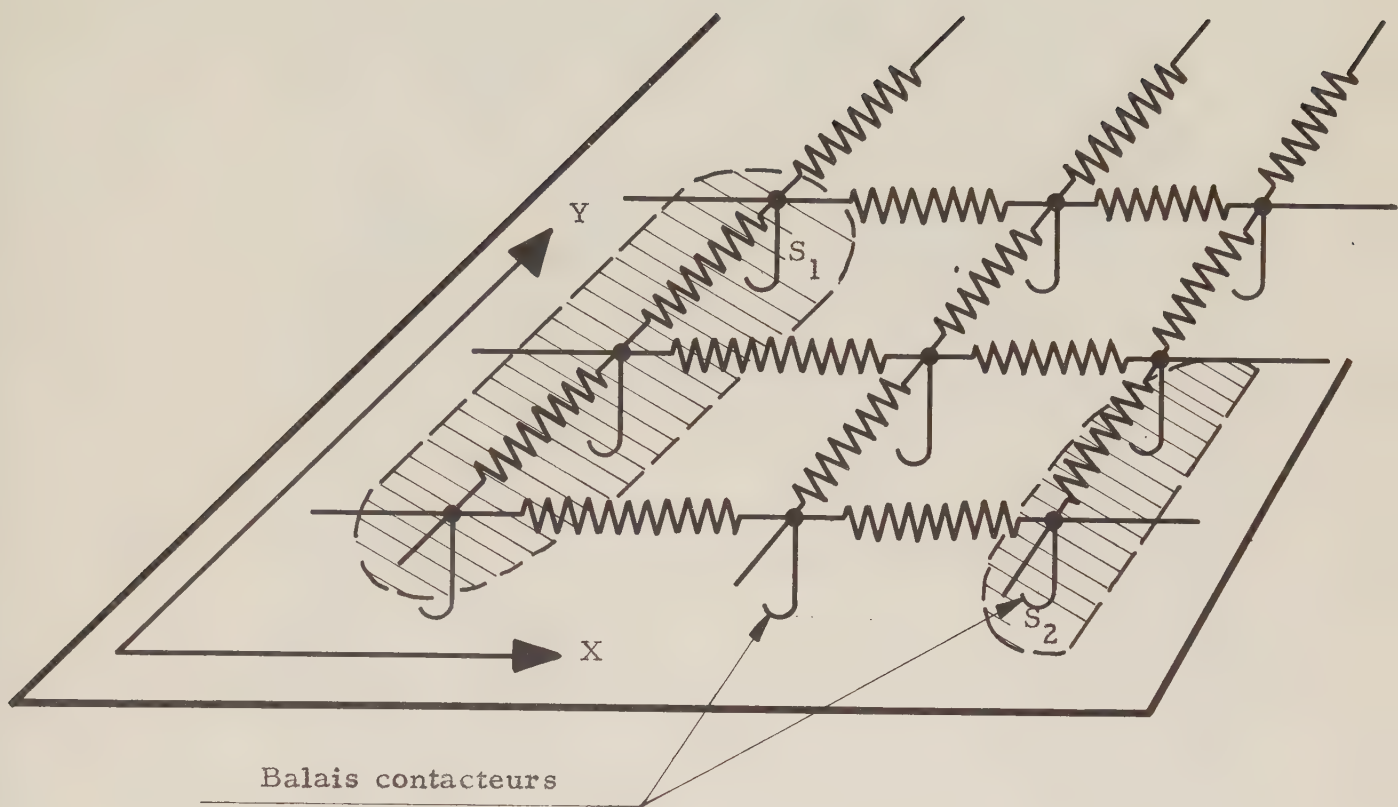


Figure 2. - Réseau de résistances.

linéaire, seules les parties relativement proches des sondes contribuent effectivement à la distribution des champs au voisinage de celle-ci. Il est donc inutile de réaliser un réseau très long, mais on peut utiliser un réseau court, que l'on déplace en même temps que les sondes par rapport aux électrodes fixes.

En pratique, il est plus simple de laisser le réseau fixe, et de faire défiler le système d'électrodes qui est représenté en peinture conductrice sur une bande de papier entraînée par un dérouleur asservi à la variable z , tandis qu'un chariot porte-contacts se déplace transversalement sur le réseau, sa position étant asservie à r .

On peut encore simplifier le réseau de résistances en en supprimant la moitié, les points symétriques par rapport à l'axe étant équipotentiels. On pourrait même supprimer la moitié des contacts à l'aide d'un dispositif inverseur de marche qui fait revenir le chariot en arrière quand il atteint l'axe.

On a réalisé un appareil de ce type, représenté figure 3 /44/.

Ce dispositif expérimental ne fonctionnait correctement que dans une gamme assez faible de vitesses. Aux vitesses trop basses, l'entraînement de papier était saccadé, aux vitesses élevées les contacts étaient irréguliers, mais on a pu vérifier que le principe en était bon, recouper les résultats obtenus par le calcul dans le cas où le gain relatif d'énergie

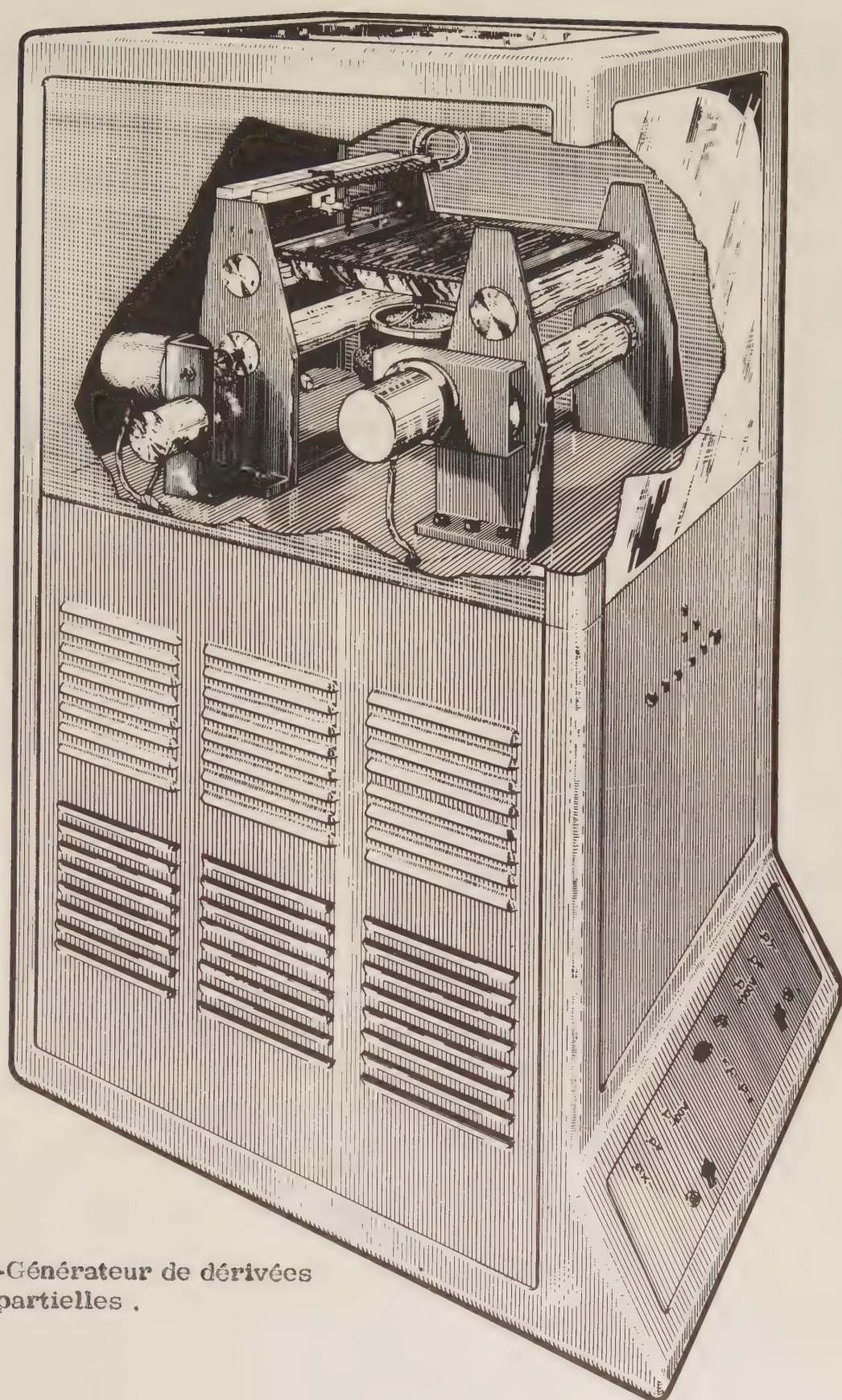


Figure 3-Générateur de dérivées
partielles .

par intervalle d'accélération était faible. Après avoir ainsi précisé les limites de bon fonctionnement, on a pu étudier, en faisant varier les paramètres, la stabilité (plus particulièrement la stabilité radiale) dans le cas où le gain relatif d'énergie par intervalle d'accélération n'est pas faible devant l'énergie elle-même.

Cette étude, faite dans l'hypothèse d'un gain d'énergie de 60 keV par intervalle avec une fréquence de fonctionnement de 50 MHz, n'est pas exposée ici, car elle ne s'applique pas directement à la machine réalisée.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ H. FARAGGI - Intérêt d'un accélérateur d'ions lourds
J. POTTIER - Etude préliminaire à la construction d'un accélérateur
linéaire d'ions lourds - Note C.E.A. n° 202, 1957.
- /2/ J. POTTIER - Une nouvelle structure à cavité résonnante pour
accélérateur linéaires d'ions - Note C.E.A. n° 195, 1957.
- /3/ R. WIDEROE - Über ein neues prinzip zur herstellung höher spannungen-
Archiv. für Electrotechnik (1929), 21, 387.
- /4/ D.H. SLOAN, E.O. LAWRENCE -
The production of heavy high-speed ions without the use of high voltages.
Phys. Rev. (1931), 38, 2021.
- /5/ L.W. ALVAREZ et all. - Berkeley proton linear accelerator -
AEC - 120, 30 Nov. 1948 - University of California - Radiation Laboratory.
- /6/ K. JOHNSEN - On the theory of the linear accelerator -
Chr. Michelsens Institutt. Bergen - 1954.
- /7/ F. BERTEIN, W.
Sur les guides à ondes lentes généralisant les guides en hélices -
Onde Electrique 1956, 36, 356, 971-975.
- /8/ A. SEPTIER - Etude expérimentale d'un guide d'onde à hélice pour
accélérateur linéaire à particules lourdes : vitesse de phase -
C.R. Acad. Sc. 239, 1954, p. 1367.

- /9/ A. SEPTIER - Etude expérimentale d'un guide à hélices pour accélérateur linéaire à protons : Impédance shunt -
C.R. Acad., Sc. 239, 1954, p. 1476.
- /10/ W.J. DODDS, R.W. PETER - Filter-helix travelling wave tube -
R.C.A. Review, Dec. 1953, p. 502-532.
- /11/ J.C. SLATER - The design of linear accelerators -
Review Mod. Phys. vol. 20, n° 3, 473-518 (1948).
- /12/ P. GRIVET - Electron lenses -
Advances in Electronics, 2, 47 - Academic Press- New-York, 1950
- /13/ E. NAGEOTTE - Les accélérateurs à champ magnétique -
Extrait de "Les Accélérateurs de particules" - Paris
Editions de la revue d'Optique théorique et instrumentale- 1950 -
- /14/ F. RABINOVITCH - Sur une nouvelle méthode d'intégration approchée des équations différentielles du second ordre -
Ann. Radioélec. 1945, 1, 134.
- /15/ M. Y. BERNARD - La "focalisation forte" dans les accélérateurs linéaires d'ions -
Thèse Université de Paris (20 octobre 1953).
- /16/ J. POTTIER - Un accélérateur à cavité -
Nuovo Cimento, 1955, 1, 949-952.

- /17/ J.H. ADLAM - A method of simultaneously focusing and accelerating a beam of protons - A E R E - GP/M - 146.
Harwell, Berks, G.B. 1953.
- /18/ M.L. GOOD - Phase-Reversal focusing in linear accelerators -
Phys. Rev. 92, 538, 1953.
- /19/ L.B. MULLETT - Linear accelerator focusing by periodic changing of the synchronous phase position -
A E R E-GP/M 147 - Harwell, Berks, G.B. 1953.
- /20/ V.K.H. PANOFSKY - Linear accelerator beam dynamics -
Un University of California radiation Laboratory- U.C.R.L. 1216 - feb. 1951.
- /21/ J.S. BELL - Grid-focused linear accelerator dynamics -
Harwell, Berks - Rapport A E R E-T/M 95, 1954.
- /22/ L. SMITH, R.L. GLUCKSTERN - Focusing ion accelerator -
R.S.I., 26, 220, 1955.
- /23/ L. CARTAN - Sur une nouvelle méthode de focalisation des faisceaux d'ions positifs rapides - Application à la spectrographie de masse.
Journ. Phys. Rad. 1937, 8, 111.
- /24/ F. FER - P.M. LAPOSTOLLE et al.
Cross gradient focusing in linear accelerators.
IV. Int. Conf. on High Energy Accelerators - Dubna, 1963, p. 513.

- /25/ E.O. LAWRENCE - High-current accelerators -
Science (U.S.A), 122, 1127, 1955.
- /26/ M.L. BULLOCK - Electrostatic strong-focusing lens -
American Journal of Phys., 23, n° 5, 265, 1955.
- /27/ L.C. TENG - Alternating gradient electrostatic focusing for linear
accelerators -
R.S.I., 25, 3, 265, 1954.
- /28/ N.M. KING - Proton dynamics in the linear accelerator -
II A.G. focussed section 10-50 MeV.
AERE-T/M 118 - Harwell, Berks, G.B. 1955.
- /29/ G.M. ANISSIMOV, V.A. TEPLYAKOV -
Focusing by an accelerating field -
Instruments and experimental techniques, 1, 21, 1963.
Traduit de Priborii tekhnika eksperimenta, 1, 21, 1963.
- /30/ J.A. STRATTON - Electromagnetic theory -
Mc Graw-Hill book- Co. New-York, 1941.
- /31/ A. SEPTIER - Guides d'ondes - Cavités - Mesures en haute fréquence -
Théorie et technique des accélérateurs de particules, 9 -
Cours de l'Institut National des Sciences et techniques nucléaires.
CDU et SEDES, 5 Place de la Sorbonne, Paris.
- /32/ G. NASSIBIAN et al. - A one MeV/Nucleon Sloan and Lawrence
heavy ion linear accelerator - R.S.I., 32, 1316, 1961.

- /33/ B. CORK - Proton linear accelerator for the Bevatron -
R.S.I., 26, 210, 1955.
- /34/ E. A. DAY et al. - Minnesota 10-40-68 MeV proton linear accelerator -
R.S.I., 29, 457, 1958.
- /35/ E. L. HUBBARD et al. - Heavy ion linear accelerator -
R.S.I., 32, 621, 1961.
- /36/ W.D. KILPATRICK -
A criterion for vacuum sparking designed to include both R.F. and D.C.
U.C.R.L. 2321 - Université de Californie, Rad. Lab., Berkeley.
- /37/ P.M. ZEIDLITZ, V.A. IAMNITZKII -
"Etude des systèmes d'accélération travaillant sur des modes
analogues au type H". - Atomnaya Energiya, Mai 1961, 469-477.
Traduction anglaise : Soviet Journal of Nuclear Energy,
Vol. 10, n° 5, mars 1962, p. 459.
- /38/ L.I. BOLOTIN, V.A. BOMKO, E.I. REWUTSKII, I.S. SIDORENKO -
"Systèmes accélérateurs utilisant des modes T.E."
Journal de Physique Technique
Vol. 31, n° 12, 1426-1430, Décembre 1961.
Traduction anglaise : Soviet Physics - Technical Physics
Vol. 6, n° 12, Juin 1962.

- /39/ W. WALKINSHAW, C. S. SABEL, S. OUTRAM
Shunt impedance calculations for proton linear accelerators.
AERE-T/M 104, Harwell, Berks, 1954.
- /40/ MULLET - Travelling wave systems with different particle and
wave velocities - A.E.R.E. P/R 1742, Harwell, Berks, 1955.
- /41/ Robert A. WEIR - Radiofrequency power losses compared for
four linear accelerator configurations -
U.C.R.L. 3150 - Radiation Laboratory, University of California -
Berkeley, California, 1955.
- /42/ L. B. MULLET, R. E. CLAY, R. J. B. HADDEN
Multipactor effect in linear accelerators and other evacuated R. F.
systems and a new cold cathode valve.
A. E. R. E. GP/R 1076, Harwell, Berks.
- /43/ J. POTTIER - Nouvelle structure pour accélérateurs d'ions -
Brevet P. V. 764 776 du 5 mai 1956.
- /44/ BORREL, BRAFFORT, JANOT, POTTIER -
Brevet P. V. n° 736.301 du 12 avril 1957.
- /45/ C. L. FORTESCUE -
Design of inductances for high frequency circuits.
Journ. I. F. E., 61, 933 (1923).

/46/ LINEAR ACCELERATORS.

A. Septier, P.M. Lapostolle. Editors. North Holland (à paraître).

/47/ P.M. LAPOSTOLLE. - Problèmes de dynamique dans les accélérateurs linéaires d'ions - V-1^x.

/48/ G. DOME. - Les structures accélératrices pour les accélérateurs d'ions lourds - V-2^x.

/49/ E. L. HUBBARD - Linear ion accelerators - Advances in Electronics and Electron Physics. 25.

Academic Press. New-York, 1968.

/50/ N.E. KOVPAK, L.N. BARANOV, P.M. ZEIDLITS, V.A. YAMNITSKY.
Investigation of field structures and the calculation method of an accelerator resonance system on a wave $H_{1,1n}$.

Journal de Physique d'Ukraine, tome XIII, n° 3, p. 417-423.

/51/ N.E. KOVPAK, L.N. BARANOV, P.M. ZEIDLITS.

A linear accelerator of protons with the 2,5 MeV energy on the $H_{1,1n}$ wave.

Journal de Physique d'Ukraine, tome XIII, n° 4, p. 552-555.

/52/ A. CHABERT, J.P. HADJOUT, D.T. TRAN, G. VOISIN.

La structure interdigitale de type H - V-5^x.

/53/ LAPOSTOLLE - Introduction à l'étude des accélérateurs linéaires.

Rapport C.E.R.N. - 66 - 20.

x Compte-rendus de la session d'études "Sur la physique et la production des ions lourds" - La Plagne - Institut de Physique Nucléaire de Lyon
43, Boulevard du 11 Novembre - 69 - Villeurbanne.

Deuxième Thèse

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Paris, le 26 Mai 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences

G. POITOU

